PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 10. 15. Mai 1906. Redaktionsschluß für No. 11 am 16. Mai 1906. 7. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

B. Kučera u. B. Mašek, Über die Strahlung des Radiotellurs. I. S. 337.

R. Lucas, Über das elektrochemische Verhalten der radioaktiven Elemente. S. 340.

R. Gans, Ein rotierendes elektromotorisches Feld. S. 342.

P. Hertz, Zur Elektronentheorie. S. 347.

G. Costanzo u. C. Negro, Über die Radioaktivität des Schnees. S. 350.

J. Stark, Optische Effekte der Translation von Materie durch den Äther. S. 353.

J. Stark, Zur Kenntnis des Bandenspektrums. S. 355.

W. Jaeger, Elektrische Normale. S. 361.

G. Angenheister, Eine Notiz über Staubfiguren. S. 366.

V. Fischer, Das leichteste Gas. S. 367.

Besprechungen:

Jahrbuch der Elektrochemie. XI. S. 368.

J. Teichmüller, Die Erwärmung der elektrischen Leitungen. S. 368.

L. Nesper, Die drahtlose Telegraphie. S. 368.

Berichtigungen. S. 368.

Personalien. S. 368.

Gesuche. S. 368.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Strahlung des Radiotellurs. I.

Von B. Kučera und B. Mašek.[1])

Einleitung. Nach den bedeutungsvollen Arbeiten von Bragg und Kleeman[2]) über die Eigenschaften der α-Strahlen des Radiums im radioaktiven Gleichgewicht, und den Arbeiten von Rutherford[3]) über die α-Strahlung des Radiums C erschien es angebracht, die Strahlung des Radiotellurs, welche bekanntermaßen in Luft nur aus α-Strahlen besteht, von ähnlichem Gesichtspunkt aus zu studieren. Da Rutherford[4]) mit triftigen Gründen die Identität des Radiotellurs (resp. des Poloniums) mit einem Zerfallsprodukt des Radiums (Radium-F) beweist, so war zu erwarten, daß sich die α-Strahlung dieses Präparates in qualitativer Hinsicht ähnlich verhalten wird, wie diejenige des Radiums, der Emanation, des Radium-A und Radium-C. Diese Ähnlichkeit bestätigte sich in der Tat durch die vorliegende Arbeit, welche den Einfluß der Entfernung des Präparates auf die Ionisation, und denjenigen seines Alters auf den Charakter seiner Strahlung zum Gegenstand hat.

Versuchsanordnung. Um die Resultate mit denjenigen von Bragg vergleichen zu können, ist es eine wesentliche Bedingung, die Ionisation in einem ganz bestimmten Punkte der Bahn des α-Teilchens untersuchen zu können. Da uns keine Hochspannungsbatterie zur Verfügung stand, so wurde die durch Figur 1 veranschaulichte Versuchsanordnung gewählt.

Auf der dicken Ebonitdeckplatte des Elektroskops A (Fig. 1), welches in einer früheren Arbeit[1]) des einen von uns näher beschrieben ist, wurde ein sehr dickwandiger Glaszylinder V von über 20 cm Höhe und ca. 5,5 cm lichter Weite aufgesetzt. Oben ist er mit einem Ebonitpfropfen Z verschlossen, in welchem fünf kurze Messingröhrchen eingelassen sind. Drei davon dienen als Führungen für drei Messingstäbchen T_1, T_2 und T_3, die darin verschiebbar ange-

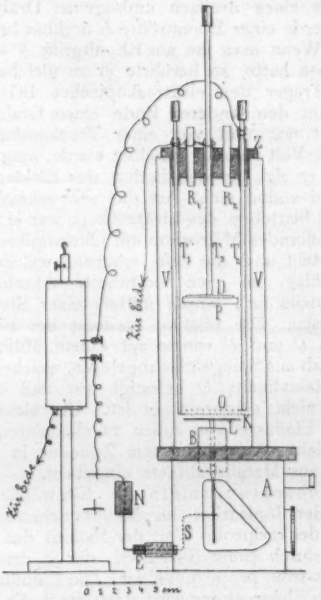


Fig. 1.

1) Auszug aus einer in den Berichten der böhm. Kaiser Franz-Joseph-Akademie der Wissenschaften in Prag veröffentlichten Arbeit.

2) W. H. Bragg, Phil. Mag. (6) **8**, 719, 1904; W. H. Bragg u. R. Kleeman, Phil. Mag. (6) **8**, 726, 1904; ibid. (6) **10**, 318, 1905; Jahrb. d. Radioaktivität u. Elektronik **2**, 4—18, 1905.

3) E. Rutherford, Phil. Mag. (6) **10**, 163, 1905; ibid. (6) **11**, 166, 1906. Diese Zeitschrift **7**, 137—143, 1906.

4) E. Rutherford, Phil. Mag. (6) **10**, 290, 1905.

1) B. Kučera, Über die Ionisation, welche in verschiedenen Gasen durch die Sekundärstrahlung der β- und γ-Strahlen des Radiums hervorgerufen wird. Bulletin international de l'Academie des Sciences de Bohême. 1905.

bracht sind. Zwei von diesen, T_1 und T_2, tragen kreisrunde Platten von 5 cm Durchmesser K und O aus Metalldrahtnetz, das dritte eine Messingscheibe D, auf welche die Kupferscheibe P mit Radiotellurbelag festgeklebt wird. Die zwei übrigen Messingröhrchen R_1 und R_2 sind dazu bestimmt, um in den Glaszylinder trockene Luft oder andere Gase einführen zu können. Von den beiden Drahtnetzen ist das obere O sehr weitmaschig (ca. 64 Maschen pro cm^2), das untere K dagegen aus engmaschiger Drahtgaze (ca. 2000 Maschen pro cm^2) verfertigt. Dieses untere Netz bildet die obere Platte des Meßkondensators, in welchem die Ionisation zu bestimmen war. Seine untere Platte wurde von einer Messingscheibe L gebildet, welche auf einem Stäbchen angelötet war, das in die zentrale Bohrung des Bernsteinzylinders B eingesetzt wurde und infolgedessen mit dem Träger des Aluminiumblättchens des Elektroskops verbunden war. Geladen wurde das Elektroskop mittels eines dreifach umbogenen Drahtes S, welcher in einer Ebonitröhre E drehbar befestigt war. Wenn man ihn am Ebonitgriffe N emporgehoben hatte, so berührte er zu gleicher Zeit den Träger des elektroskopischen Blättchens und mit dem anderen Ende einen Draht, der isoliert war und von einer Trockensäule auf ca. 400 Volt geladen gehalten wurde, umgekippt legte er sich an den Boden des Elektroskops an und entlud sich. Auf das sehr schmale (ca. 1 mm) Blättchen des Elektroskops war ein stark vergrößerndes Mikroskop mit Okularmikrometer eingestellt und die Zeit, während welcher der Ausschlag um eine bestimmte Anzahl der Skalenteile fiel, wurde mittels einer Stoppuhr gemessen. Die relative Stellung der Flächen L, K, O und P wurde auf einem Millimetermaßstab aus Spiegelglas abgelesen, welches vorn am Glaszylinder O befestigt war und in der Figur nicht eingezeichnet ist. Um elektrostatische Einflüsse von außen zu eliminieren, war das Elektroskop samt dem Zylinder in einem Käfig aus Metalldrahtnetz eingebaut.

Beobachtungsmethode. Ein willkürliches Maß der Ionisation im Meßkondensator LK bildet der reziproke Wert der Fallzeit des Blättchens durch einen Skalenteil, der ja dem Sättigungsstrom proportional ist. Die Empfindlichkeit des Elektroskops wird stark durch die Dicke des Meßkondensators beeinflußt; ist diese klein, so ist die Kapazität des Elektroskops groß, der Sättigungsstrom aber klein, und aus diesen beiden Gründen die Empfindlichkeit klein. Die Benutzung des Dolezalekschen Elektrometers hat für sich, daß die Messungen in kurzer Zeit ausgeführt werden können, wogegen beim Elektroskop eine jede einzelne Messung eine lange Zeit erfordert. Doch ist in diesem zweiten Falle die ganze Versuchsanordnung weit einfacher.

Bei den Vorversuchen wurde kein Hilfsnetz O angewandt. Doch beobachtete man in diesem Falle, daß die Ionisation im Meßkondensator von der Zeit nicht unabhängig war, sondern mit dieser unregelmäßig wuchs. Der Grund dieses Verhaltens wurde berechtigterweise in der Diffusion von Ionen aus dem Raum oberhalb in den Meßkondensator gesucht. Es gelang nicht, diese Ionen einwandfrei durch einen Luftstrom zu beseitigen, welcher durch zwei Glasröhren zirkulierte, die bis oberhalb K hinunterreichten und durch die beiden Messingröhren R_1 und R_2 hindurchgeführt waren. Um Abhilfe zu schaffen, wurde oberhalb des Meßkondensators KL ein zweiter KO angebracht, wobei K stets geerdet war und O auf einem passenden Potential mittels einer Trockensäule gehalten wurde. Um vollständig einwandfreie Resultate zu erhalten, hat man im Schutzkondensator KO ein der Intensität nach gleiches, aber der Richtung nach entgegengesetztes Feld zu schaffen, als im Meßkondensator LK herrscht. Ist nämlich das Feld im Schutzkondensator zu klein, so werden Ionen aus ihm heraus in den Meßkondensator heruntergezogen, ist es zu groß, so findet das Umgekehrte statt. Doch ist zu bemerken, daß die Wirkung nur dann die Grenze der unumgänglichen Beobachtungsfehler überschreitet, wenn die Differenz zwischen beiden Feldern groß ist, so daß es nicht schwer fällt, einfach schätzungsweise das Richtige zu treffen.

Abhängigkeit der Ionisation durch Radiotellurstrahlen von der Entfernung. In der Figur 2 ist die Abhängigkeit der Ionisation von der Entfernung PO veranschaulicht. Kurve A bezieht sich auf einen Fall, wobei die ganze kreisrunde Radiotellurfläche von 4 cm Durchmesser strahlte und der Meßkondensator

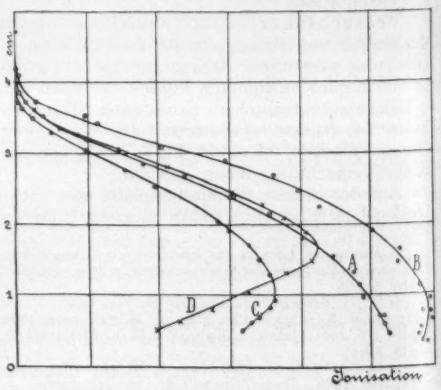


Fig. 2.

bei einem Durchmesser von 4 cm eine Dicke von 1 cm hatte; bei der Aufnahme der Kurve *B* war seine Dicke nur 0,23 cm. Kurve *C* stellt die Resultate dar, welche erhalten wurden, als der Meßkondensator einen Durchmesser von 2,8 cm und eine Dicke von 0,95 cm besaß und das Präparat mit einem Kartonschirm bedeckt war, welcher eine zentrale runde Öffnung von 1,4 cm Durchmesser hatte; Kurve *D* wurde unter denselben Bedingungen erhalten, ausgenommen, daß die Dicke des Kondensators nur 0,37 cm betrug. Die Ionisationen sind bei diesen Kurven als Abszissen im willkürlichen, bei allen verschiedenen Maße aufgetragen; Ordinaten sind die Entfernungen des Präparats vom Netze *K* in cm.

Der räumliche Verlauf der Ionisation hängt in einem großen Maße davon ab, wie groß die Strahlungsquelle und wie breit und dick der Meßkondensator ist. Erst bei den Kurven *C* und *D* tritt das für die α-Strahlen so charakteristische Maximum auf. Die Erklärung dafür ist in der Ansicht Braggs zu suchen, daß die α-Teilchen nicht an allen Stellen ihrer Bahn in der Luft gleich gute Ionisatoren sind, sondern daß sie dann am besten ionisieren, wenn sie eine gewisse Luftschicht schon durchsetzt hatten. Die Entstehung der Kurven *ABCD* ist somit leicht dahin zu deuten, daß es sich bei diesen Versuchen um Gemische von Strahlen von sehr verschiedener Länge handelt, kürzere zur Radiotellurfläche senkrechte, und längere in schiefer Richtung emittierte. Wenn wir einerseits durch Abblendung der sehr schiefen mittels des Kartonschirmes, andererseits durch Verkleinerung der Dimensionen des Kondensators reinere Versuchsbedingungen schaffen, wobei die Länge der Strahlen zwischen engeren Grenzen variiert, so erscheint das Maximum resp. wandert es in die Höhe.

Um definitive, mit Bragg vergleichbare Resultate zu erhalten, wurde das Präparat mit einem Schirm bedeckt, welcher ein kurzes Stück einer Messingröhre von 2,8 cm Durchmesser trug, die mit achsenparallelen Glasröhrchen von 12 mm Länge und 2,5 mm lichter Weite gefüllt war. In dieser Weise wurden alle Strahlen eliminiert, deren Winkel mit der Normalen zum Präparat ca. 11° überstieg. Aus einer Entfernung von 4 cm kommen also in eine zum Präparat parallele Ebene nur Strahlen, deren Längen insgesamt zwischen 4 und 4,08 cm liegen, also um eine Strecke differieren, die klein ist im Vergleich zur Dicke *KL* des Kondensators, welche bei dieser Messung 0,35 cm betrug. Sein Durchmesser war 4 cm. Mit dieser Anordnung wurden die in Tabelle 1 angeführten Zahlen erhalten.

Aus der Kurve I der Figur 3, in welcher die Resultate graphisch aufgetragen sind, ersieht man, daß die Ionisation bei einer Entfernung vom Netze *K* gleich 4,1 cm (von der Mitte des Meßkondensators gleich ca. 4,25 cm) anfängt, dann schnell zunimmt bis sie in der Entfernung von 3,4 cm das Maximum erreicht, um nachher wieder abzunehmen. Dieser Verlauf entspricht vollkommen dem Verhalten der α-Strahlen des Radiums, ist aber von demjenigen der β- und γ-Strahlen gänzlich verschieden. Damit die Analogie noch mehr in die Augen springe, ist in Kurve II der Verlauf der Ionisation durch die α-Strahlung des Radium-*C* nach den Messungen von Bragg und Kleeman

Tabelle 1.

Mittlerer Barometerstand 733 mm. Temp. 19°4 C.

Entfernung vom Netze *K* in cm	Beobachtet zwischen Mikrometerteilen	Anzahl der Teile *N*	Fallzeit des Blättchens *T*	Ionisation $\frac{N}{T} \cdot 10^4$
1,53	62—59	3	3m 28s	144
1,69	58—56	2	2 14	149,3
2,07	57—54	3	3 04	163
2,30	57—54	3	2 57	169,6
2,18	53—49	4	4 05,6	163
2,43	63—59	4	3 44	180,3
2,53	53—49	4	3 36	185,1
2,67	64—59	5	4 19	193
2,84	57—53	4	3 16	204
3,05	51—47	4	3 04,5	217
3,27	56—52	4	2 45	242,5
3,42	57—53	4	2 38	253
3,55	58—52	6	4 26	226
3,75	56—52	4	4 42	142
3,57	51—47	4	3 10	211
3,61	54—51	3	2 26	206
3,68	67—64	3	3 06	161
3,92	63—62	1	4 41	35,6
3,83	62—59	3	5 28	91,5
3,95	58—57	1	7 04	23,6
4,12	56,00—55,75	0,25	4 20	9,6
4,31	54,40—55,2	0,20	4 26	7,5
4,59	56,95—56,80	0,15	4 25	5,6

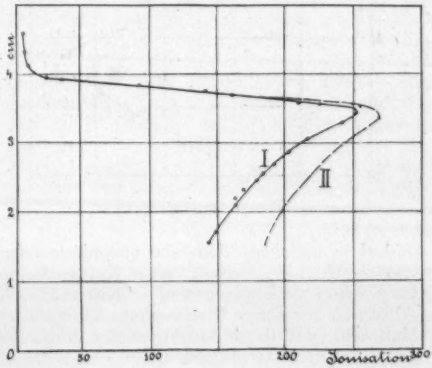


Fig. 3.

eingezeichnet. Allerdings sind dabei alle Ordinaten um 3 cm verkleinert, da bei diesem Stoffe die Ionisation schon bei der Entfernung von 7,06 cm anfängt. Auch der Abszissenmaßstab ist willkürlich.

Einfluß des Alters des Präparates auf seine Strahlung. Es standen uns zur Verfügung zwei Radiotellurpräparate von der Firma Dr. Sthamer, Hamburg, deren eins ca. zwei Jahre alt war, wogegen das andere frisch bezogen wurde. Beide wurden unter ganz analogen Verhältnissen studiert. Da das Röhrchensystemdiaphragma zu sehr die Strahlung des alten Präparates schwächte, so wurde der Kartonschirm mit 1,4 cm Öffnung und ein Meßkondensator von 4 mm Dicke benutzt. Die Resultate sind in der Figur 4 in den beiden Kurven I

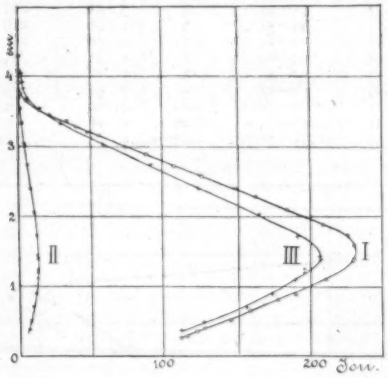


Fig. 4.

und II in gleichem Maßstabe graphisch aufgetragen. Um den Verlauf beider Kurven besser vergleichen zu können, sind in Kurve III alle Abszissen der Kurve II sechzehnmal vergrößert. Man sieht, daß durch das Altern des Präparates der Charakter der Strahlung in keiner Weise verändert wird, daß also sowohl der Anfang der Ionisation, als auch die Entfernung für die maximale Ionisation vollständig die gleichen geblieben sind. Nur die Intensität hat abgenommen, und zwar 18,5mal. Dies entspräche vollständig der Abklingungskonstante des Radiums-F[1]) oder Radiotellurs[2]), wenn wir voraussetzen dürften, daß die Intensität der beiden Präparate nach ihrer Herstellung ungefähr die gleiche war.

Resultate. 1. Der räumliche Verlauf der Ionisation beim Radiotellur ist demjenigen bei den α-Strahlen des Radiums, der Emanation, des Radium-A und Radium-C vollkommen analog; es ist dies eine neue Stütze zur Annahme der Rutherfordschen Hypothese, daß das Radiotellur identisch ist mit einem Zerfallsprodukt des Radiums, und zwar Radium-F.

2. Der Charakter der Strahlung des Präparates wird durch das Altern desselben keineswegs verändert, d. h. die Anfangsgeschwindigkeit der α-Teilchen bleibt dieselbe, nur ihre Anzahl vermindert sich, wie es auch die Theorie der radioaktiven Umwandlung erfordert.

3. Der Ionisationsbereich in Luft („range") der Radiotellurpartikel ist bei einem Barometerstand von 733 mm ungefähr 4,1 cm (vom oberen Netz des Meßkondensators an gerechnet, was nach den Versuchen Fig. 2 richtiger zu sein scheint, als von der Mitte des Meßkondensators an zu rechnen. In diesem Falle wäre er ca. 4,25 cm).

4. Ähnliche Versuche wie die beschriebenen müßten eindeutig entscheiden, ob das Polonium der Frau Curie ein einheitlicher Stoff resp. ein Gemisch von Stoffen, von denen nur einer eine α-Strahlung aussendet, wie sie behauptet, oder ob es komplexer Natur ist, wie H. Marckwald es zu beweisen versucht.

Nachträglicher Zusatz. Den Beweis der Einheitlichkeit des Poloniums und seiner Identität mit Radiotellur hat ganz neuerdings Frau Curie[1]) erbracht, indem sie für seine halbe Abklingungszeit den Wert von 140 Tagen ermittelte.

Zum Schluß erübrigt uns die angenehme Pflicht, dem Direktor des Phys. Instituts der böhmischen Universität Prag, Herrn Hofrat Prof. Strouhal für die gütige Überlassung der Apparate und Hilfsmittel des Instituts, die für diese Arbeit nötig waren, unseren Dank auszudrücken.

1) E. Rutherford, Phil. Mag. (6) **10**, 290, 1905.
2) W. Marckwald, H. Greinacher u. K. Herrmann, Jahrb. der Radioaktivität und Elektronik **2**, 136, 1905.

1) Frau S. Curie, Diese Zeitschr. **7**, 146, 1906.

K. K. physikalisches Institut der böhmischen Universität Prag, Anfang Februar 1906.

(Eingegangen 9. März 1906.)

Über das elektrochemische Verhalten der radioaktiven Elemente.

Von Richard Lucas.

Rutherford und Soddy haben verschiedentlich darauf hingewiesen, daß zwischen der Lebensdauer der aktiven Elemente und ihren chemischen Eigenschaften wahrscheinlich kein Zusammenhang besteht; bemerkenswert und den drei aktiven Elementen Uran, Thorium, Radium gemeinsam ist lediglich das außerordentlich hohe Atomgewicht. Schließt man sich der Ansicht an, daß schwere Atome eine besonders komplizierte Struktur besitzen, so ist

zu erwarten, daß bei einem schweren Atom die Wahrscheinlichkeit für einen Zerfall größer ist als bei einem leichten. Damit liegt jedoch anscheinend noch nicht die Notwendigkeit vor, annehmen zu müssen, daß das Element mit dem größten Atomgewicht auch das radioaktivste ist, beispielsweise ist ja die Aktivität des Thors (232) geringer als die des Radiums.[1] Bei der Kompliziertheit des Phänomens ist zu erwarten, daß nur unter dem gleichzeitigen Zusammenwirken verschiedener Umstände Atomzerfall eintritt; Vorhandensein schwerer Atome wird man darnach zwar als ein für den Zerfall günstiges, jedoch nicht als ausschließliches Moment ansehen können. Wenn im nachfolgenden versucht wird, das elektrochemische Verhalten der radioaktiven Elemente in den Vordergrund zu stellen, so erscheint dieser Standpunkt zwar gleichfalls als ein einseitiger, er ist jedoch andererseits geeignet, den Atomzerfall von einem neuen Gesichtspunkt zu betrachten und damit einen Ausblick auf zahlreiche, hiermit zusammenhängende Fragen zu gewähren.

Im Sinne der modernen Elektronentheorie besteht das chemische Atom aus einer großen Zahl von Elektronen oder Gruppen von Elektronen, die sich in rascher, schwingender oder kreisender Bewegung befinden. Um ein neutrales Atom zu ionisieren, ist ein Aufwand an Energie notwendig, da die Anziehung überwunden werden muß, durch welche das abzutrennende Elektron von dem positiv geladenen Rest festgehalten wird. Der zur Atomionisierung notwendige Energiebetrag variiert bei den einzelnen Elementen, jedoch wird unter verschiedenartigen Atomen dasjenige am leichtesten dissoziieren, bei welchem der erforderliche Energieaufwand den kleinsten Betrag besitzt. Die verschiedenen experimentellen Untersuchungen über die lichtelektrischen Erscheinungen, die elektrolytische Dissoziation, die Abgabe von Elektronen durch heiße Körper haben nun ergeben, daß dieser Energieaufwand wächst mit dem Fortschreiten gegen die am stärksten elektronegativen Elemente hin, daß er bei dem am stärksten elektropositiven Element den kleinsten Wert erreicht. Nun sind radioaktive Stoffe durch einen spontanen Atomzerfall charakterisiert, es liegt daher nahe, primär aktive Elemente als stark elektropositive Elemente aufzufassen.

Sieht man dieses Resultat zunächst als richtig an, so ist es möglich, über das wahrscheinliche elektrochemische Verhalten der aufeinanderfolgenden Stadien, durch welche die Umwandlung hindurchführt, etwas auszusagen. Wie Rutherford gezeigt hat, schreitet der Atomzerfall, sobald er einmal eingeleitet ist, in jedem Falle mit einer bestimmten meßbaren Geschwindigkeit von Stufe zu Stufe fort; ist nun das Uratom stark elektropositiv, so ist zu erwarten, daß mit fortschreitendem Zerfall der elektropositive Charakter sich mehr und mehr vermindert, daß also immer elektrochemisch edlere Typen gebildet werden. Eine Prüfung dieser Auffassung wird dadurch ermöglicht, daß im wesentlichen die Stoffe bekannt sind, als deren Begleiter die jeweiligen Umwandlungsformen auftreten, resp. die Metalle, durch welche jene Zwischenelemente ausgefällt werden.

Die Stellung des Radiums in der Calcium-, Strontium-, Bariumgruppe läßt bereits erwarten, daß Radium stark elektropositiv und noch unedler als Barium ist. Während sich die Metalle *Ca*, *Sr*, *Ba* — berechnet aus den Bildungswärmen[1] — in der gleichen Reihenfolge elektrolytisch schwerer abscheiden müssen, geht die Abscheidung bei Amalgambildung in umgekehrter Reihenfolge vor sich.[2] Die Abscheidung des Radiums am Quecksilber, deren Möglichkeit von A. Coehn[3] einwandsfrei erbracht ist, erfolgt danach noch leichter als die des Bariums; ist die Lösung für Radium sehr verdünnt, für Barium stärker konzentriert, so rückt der Entladungspunkt des Radiums entsprechend der Nernstschen Formel hinauf in die Nähe des Entladungspunktes der Bariums. Da trotz der minimalen Konzentration des Radiums in der von Coehn benutzten Radium-Bariumbromidlösung vorwiegend Radium herausging, so folgt, daß der Unterschied zwischen den beiden Entladungspotentialen sehr erheblich sein muß.[4]

Gegen die verschiedentlich geäußerte Auffassung, daß Uran das Mutterelement des Radiums sei, sind neuerdings[5, 6] gewichtige, durch experimentelle Untersuchungen gestützte Bedenken ausgesprochen worden; die obigen Schlüsse stehen offenbar gleichfalls im Widerspruch mit jener Annahme.

Das Gieselsche Emanium ist ein Begleiter des Lanthans, das Debiernesche Aktinium ein Begleiter des Thors; zwischen beiden besteht ein genetischer Zusammenhang[7], Aktinium ist die Umwandlungsform des Emaniums. Über das elektrochemische Verhalten von Lanthan und Thorium sind unsere Kenntnisse gering, daß jedoch das Lanthan als das elektropositivere anzusprechen ist, geht bereits

1) Rutherford, Radio-Activity 323. 1904.

1) Wilsmore, Zeitschr. f. phys. Chem. **35**, 291, 1900.
2) A. Coehn u. W. Kettembeil, Zeitschr. f. anorg. Chem. **38**, 198, 1904.
3) A. Coehn, Ber. Deutsch. Chem. Ges. **37**, 811, 1904.
4) A. Coehn, l. c.
5) F. Soddy, Die Radioaktivität 1904.
6) von dem Borne, Habilitationsschr. Breslau 1905.
7) W. Marckwald, Ber. chem. Ges. **38**, 2264, 1905.

aus der Tatsache hervor, daß Lanthan sehr starke Basen bildet und sich bei gewöhnlicher Temperatur an der Luft oxydiert, während bei Thorium Temperaturen von über 120° notwendig sind, um Oxydation des Metalls herbeizuführen. — Das elektrochemische Verhalten der beiden Umwandlungsformen Aktinium *A* und Aktinium *B* wurde von H. Brooks[1]) untersucht: Wird eine, beide Stoffe enthaltende Induktionslösung zwischen Platinelektroden elektrolysiert, so zeigt das aktivierte Metallblech die Aktivität der jüngeren Umwandlungsform (Halbierungskonstante 1,5 Minuten), so daß Aktinium *B* als das elektrochemisch edlere anzusprechen ist.

Über das elektrochemische Verhalten der drei Umwandlungsformen Thorium *X*, Thorium *A* und Thorium *B* liegen umfassende Untersuchungen von F. v. Lerch[2]) vor. Darnach ist *ThX* unedler als *Th A*, letzteres wiederum unedler als *Th B*, d. h. Zerfall tritt ein in Richtung:

$$ThX \longrightarrow Th\,A \longrightarrow Th\,B$$

und ebenso ist:

ThX unedler als *Th A* unedler als *Th B*.

Das Thorium *A* scheint seinen Platz in der Nähe von *Cu* in der Spannungsreihe zu haben, *Th B* einige Zehntel Volt höher, soweit man solche Werte ohne Kenntnis der Konzentration angeben kann.

Im Anschluß an die Untersuchungen von Lerch konstatierte bald darauf W. Marckwald[3]), daß verschiedenartige Metallbleche, welche in eine Radiumsalzlösung eingetaucht werden, verschieden stark induziert werden, und zwar nahm bei den untersuchten Metallen Magnesium, Zink, Zinn, Kupfer, Silber, Palladium die Induzierbarkeit in der angegebenen Reihenfolge ab.

Das elektrochemische Verhalten von Radium *B* und Radium *C* ist neuerdings gleichfalls von Lerch[4]) untersucht worden. Die jüngere Umwandlungsform *Ra C* ist elektrochemisch edler als *Ra B* und kann durch ein in die Induktionslösung eingetauchtes Nickelblech von Radium *B* getrennt werden. *Ra C* ist wiederum edler als Zink und wird durch dieses aus seinen Lösungen ausgefällt. Daraus folgt:

Zerfall tritt ein in Richtung:

$$Ra \longrightarrow Ra\,B \longrightarrow Ra\,C$$

und ebenso ist

Ra unedler als *Ra B* unedler als *Ra C*.

Nach den Untersuchungen von Rutherford[1]) ist Radium *D* das primäre Produkt in neuem Radioblei, Radium *F* das aktive Produkt im Polonium, beziehentlich im Radiotellur. Polonium steht bekanntlich dem Wismut nahe, ersteres dem Blei. Hieraus würde zunächst folgen, daß

Radium *D* unedler als Radium *F*

im gleichen Sinn mit dem Zerfall

$$Ra\,D \longrightarrow Ra\,F.$$

Im Einklang hiermit steht der Rutherfordsche Befund, daß *Ra D*, *Ra E* auf Wismut nicht niedergeschlagen werden, wohl aber *Ra F*.

Durch Vereinigung der beiden letzten Beziehungen folgt schließlich, soweit dies ohne Kenntnis der Konzentration angängig:

Ra unedler als *Ra B* unedler als *Ra C*

und

Ra unedler als $Ra\,D_{(Ra\,E)}$ unedler als *Ra F*.

Die letzte Reihe ist noch nicht vollständig, da über das elektrochemische Verhalten von Radium *A* meines Wissens nichts bekannt ist, desgleichen sich aus den zurzeit vorliegenden Ergebnissen nicht mit Sicherheit schließen läßt, ob sich *Ra C* zwischen *Ra B* und *Ra D* in elektrochemischer Hinsicht einreiht; in erster Linie kommt hier in Betracht, daß die Ausfallbarkeit noch von der Oberflächenbeschaffenheit des eingetauchten Metalls abhängig ist (Überspannung).

Immerhin macht die obige Zusammenstellung den Schluß einigermaßen wahrscheinlich, daß das primär aktive Element stark elektropositiv ist, sowie daß mit fortschreitendem Zerfall elektrochemisch edlere Umwandlungsformen gebildet werden.

1) H. Brooks, Phil. Mag. **8**, 373, 1904.
2) F. v. Lerch, Ann. Phys. (4) **12**, 753, 1903; Wien. Akad. Ber. **114**, (IIa) 553, 1905.
3) W. Marckwald, Ber. Chem. Ges. **37**, 90, 1904.
4) F. v. Lerch, Wien. Akad. Ber. Dez. 1905.

1) E. Rutherford, Phil. Mag. (6) **10**, 290, 1905.

Leipzig, März 1906.

(Eingegangen 27. März 1906.)

Ein rotierendes elektromotorisches Feld.

Von R. Gans.

Hr. Pflüger[1]) hat die Frage gestellt, ob das erdmagnetische Feld eventuell durch die Rotation der elektrisch geladenen Erde hervorgerufen sein könnte. Er identifiziert die Größe $\mathfrak{H}$ der Lorentzschen Theorie oder die Größe

$$\mathfrak{H}' = \mathfrak{H} - \left[\frac{\mathfrak{w}}{c}, \mathfrak{E}\right]$$

($\mathfrak{w}$ Geschwindigkeit des mitbewegten Bezugssystems) mit dem, was wir in der gewöhnlichen Lehre des Magnetismus als „ponderomotorische

1) A. Pflüger, diese Zeitschrift **6**, 415, 1905.

Kraft auf die magnetische Menge Eins" bezeichnen.

So einfach liegt der Sachverhalt nun nicht. Die ponderomotorische Kraft setzt sich nach Lorentz aus zwei Termen zusammen, einer elektrischen Kraft $\varrho\mathfrak{E}$ auf die Volumeinheit und einer magnetischen Kraft $\left[\varrho\frac{\mathfrak{u}}{c}, \mathfrak{H}\right]$. $\mathfrak{H}$ ist aber nicht ohne weiteres als Kraft auf die magnetische Menge Eins aufzufassen. Daß hier Bedenken am Platze sind, zeigt z. B. die theoretische Deutung des Röntgenschen Versuchs,[1]) die Lorentz[2]) gegeben hat, ob ein geladener Kondensator infolge der Erdbewegung einen Magneten ablenken würde.

Trotzdem in diesem Falle $\mathfrak{H}$ von Null verschieden ist ($\mathfrak{H}'$ ist allerdings Null), wirkt doch keine Kraft auf den Magneten, die durch die Erdbewegung veranlaßt wird, und zwar erklärt sich dies infolge von Kompensationsladungen, welche im Magneten durch die Erdbewegung hervorgerufen werden.

Tatsächlich ergibt sich, daß im Falle reiner Translation $\mathfrak{H}'$ als magnetische Kraft auf die magnetische Menge Eins angesehen werden muß und daß im Falle reiner Translation $\mathfrak{H}'$ bis auf Größen höherer Ordnung in $\frac{\mathfrak{w}}{c}$ durch die Bewegung nicht modifiziert wird, also denselben Wert hat wie $\mathfrak{H}$ bei ruhenden Körpern.

Es fragt sich, wie die Sache bei Rotation des Systems um eine Achse liegt. Es wird sich zeigen, daß $\mathfrak{H}'$ als die ponderomotorische Kraft auf die mitrotierende Menge Eins anzusehen ist, daß aber dieser Ausdruck keineswegs in voller Strenge gültig ist, wohl aber bei unseren Versuchsanordnungen mit genügender Genauigkeit erfüllt ist. Wie wir sehen werden, liegen die Verhältnisse etwas anders bei ruhendem Magneten in der Nähe einer rotierenden elektrisch geladenen Kugel.

In der Arbeit des Herrn Pflüger fehlt die Diskussion der Kompensationsladungen. Infolgedessen nannte ich sein Resultat nicht streng.[3]) Allerdings weist Herr Pflüger in seiner Notiz auf eine bisher nicht veröffentlichte Arbeit des Herrn Bucherer hin, und in seiner Entgegnung[4]) auf mein Referat in den Beiblättern beruft er sich auf diese bisher nicht veröffentlichte Arbeit des Herrn Bucherer. Es sei mir aus naheliegenden Gründen gestattet, diese bisher nicht veröffentlichte Arbeit des Herrn Bucherer im folgenden nicht zu berücksichtigen.

Bevor ich die in Frage kommenden Formeln ableite, möchte ich kurz auf die Punkte hinweisen, die von Herrn Pflüger nicht berücksichtigt sind.

Hänge ich irgendwo in der Nähe der Erdoberfläche einen Magneten oder einen stromführenden Leiter auf, so werden auf dem Magneten durch elektrostatische Influenz Ladungen entstehen, die infolge der Erddrehung auch ein Magnetfeld hervorrufen. Ferner wird das magnetische Feld des Magneten durch die Rotation eine elektrische Feldstärke hervorrufen, die wegen der Influenzladungen auf dem Magneten eine elektrische Kraft auf diesen ausüben kann. Diese Modifikationen des ursprünglichen Feldes sind prinzipieller Natur, man kann sie nicht vermeiden, denn man kann kein Magnetfeld ohne Magneten (oder durchströmten Leiter) messen, und ein Magnet ist immer leitend. Daß die Größenordnung dieser Zusatzfelder eine kleinere ist als die des ursprünglichen Feldes und deswegen zu vernachlässigen wäre, ist auch nicht ohne eine spezielle Betrachtung evident, da die Störungen gerade in unmittelbarster Nähe des Magneten vor sich gehen.

Den Ausgangspunkt unserer Betrachtungen bilden die Lorentzschen Gleichungen der Elektronentheorie

$$c\ \mathrm{rot}\ \mathfrak{H} = \frac{\partial\mathfrak{E}}{\partial t} + \varrho\,\mathfrak{u} \qquad (1)$$

$$-c\ \mathrm{rot}\ \mathfrak{E} = \frac{\partial\mathfrak{H}}{\partial t} \qquad (2)$$

$$\mathrm{div}\ \mathfrak{E} = \varrho \qquad (3)$$

$$\mathrm{div}\ \mathfrak{H} = 0. \qquad (4)$$

$\mathfrak{u}$ ist die Geschwindigkeit gegen den Äther, $\partial/\partial t$ die zeitliche Änderung an einem im Äther ruhenden Punkte.

Nun sollen $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ in dem mit der Erde rotierenden Bezugssystem konstant sein, d. h. für $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ gilt die Gleichung[1])

$$\frac{\partial\mathfrak{A}}{\partial t} + (\mathfrak{w}\ \mathrm{grad})\,\mathfrak{A} + \frac{1}{2}[\mathfrak{A}, \mathrm{rot}\ \mathfrak{w}] = 0.$$

Hier bedeutet $\mathfrak{A}$ entweder $\mathfrak{E}$ oder $\mathfrak{H}$. $\mathfrak{w}$ ist die Geschwindigkeit in einem Punkte des mitbewegten Bezugssystems relativ zum Äther.

Ferner gilt allgemein die Vektorgleichung:

$$-(\mathfrak{w}\ \mathrm{grad})\,\mathfrak{A} = \mathrm{rot}\,[\mathfrak{w}, \mathfrak{A}] - \mathfrak{w}\ \mathrm{div}\ \mathfrak{A} + \mathfrak{A}\ \mathrm{div}\ \mathfrak{w} - (\mathfrak{A}\ \mathrm{grad})\,\mathfrak{w}.$$

So folgt aus (1) und (2)

$$c\ \mathrm{rot}\ \mathfrak{H}' = -(\mathfrak{E}\ \mathrm{grad})\,\mathfrak{w} + \frac{1}{2}[\mathrm{rot}\ \mathfrak{w}, \mathfrak{E}] + \varrho\,\mathfrak{v} \qquad (1')$$

$$-c\ \mathrm{rot}\ \mathfrak{E}' = -(\mathfrak{H}\ \mathrm{grad})\,\mathfrak{w} + \frac{1}{2}[\mathrm{rot}\ \mathfrak{w}, \mathfrak{H}]. \qquad (2')$$

Hier bedeutet

1) Röntgen, Wied. Ann. **35**, 267, 1888.
2) H. A. Lorentz, Math. Encycl. V, Nr. 14, S. 260.
3) R. Gans, Beiblätter zu den Annal. d. Phys. **29**, 1252, 1905.
4) A. Pflüger, diese Zeitschr. **7**, 162, 1906.

1) Vgl. z. B. H. A. Lorentz, Math. Enc. V, Nr. 13, S. 77.

$$\mathfrak{H}' = \mathfrak{H} - \left[\frac{\mathfrak{w}}{c}\,\mathfrak{E}\right]$$
$$\mathfrak{E}' = \mathfrak{E} + \left[\frac{\mathfrak{w}}{c}\,\mathfrak{E}\right]. \qquad (5)$$

Es ist $\mathfrak{v} = \mathfrak{u} - \mathfrak{w}$ die Relativgeschwindigkeit der Elektronen gegenüber der Erde; also ist der Leitungsstrom, durch den wir das Magnetfeld messen wollen,

$$\varrho\,\mathfrak{v} = \mathfrak{J}. \qquad (6)$$

Wir denken uns den Leiter als vollkommen, d. h. es soll in ihm ein endlicher Strom bei unendlich kleinem $\mathfrak{E}'$ fließen können, oder es gilt allgemein

$$\text{in Leitern } \mathfrak{E}' = 0. \qquad (7)$$

Bei Rotation um die z-Achse mit der Winkelgeschwindigkeit ω haben wir

$$\begin{aligned} \mathfrak{w}_x &= -\omega y & \operatorname{rot}_x \mathfrak{w} &= 0 \\ \mathfrak{w}_y &= +\omega x & \operatorname{rot}_y \mathfrak{w} &= 0 \\ \mathfrak{w}_z &= 0 & \operatorname{rot}_z \mathfrak{w} &= 2\omega. \end{aligned} \qquad (8)$$

Substituieren wir (6) und (8) in (1′) und (2′), so erhalten wir die Feldgleichungen

$$c \operatorname{rot} \mathfrak{H}' = \mathfrak{J} \qquad (1'')$$
$$\operatorname{rot} \mathfrak{E}' = 0. \qquad (2'')$$

Mit Hilfe von (5) ergibt sich aus (3) und (4)

$$\operatorname{div} \mathfrak{E}' = \varrho + \frac{2\omega}{c}\,\mathfrak{H}_z - \left(\frac{\mathfrak{w}}{c}, \operatorname{rot} \mathfrak{H}\right) \qquad (3')$$

$$\operatorname{div} \mathfrak{H}' = -\frac{2\omega}{c}\,\mathfrak{E}_z + \left(\frac{\mathfrak{w}}{c}, \operatorname{rot} \mathfrak{E}\right). \qquad (4')$$

Berücksichtigen wir nur Größen erster Ordnung in $\frac{\mathfrak{w}}{c}$, so dürfen wir auf der rechten Seite von (3′) und (4′) anstatt $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ die ohne Rotation des Systems vorhandenen Felder setzen, die wir mit $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}_0$ bezeichnen wollen. Ohne Rotation gelten die Gleichungen:

$$c \operatorname{rot} \mathfrak{H}_0 = \mathfrak{J} \qquad (9)$$
$$\operatorname{rot} \mathfrak{E}_0 = 0 \qquad (10)$$
$$\operatorname{div} \mathfrak{H}_0 = 0, \qquad (11)$$

in der Luft:

$$\operatorname{div} \mathfrak{E}_0 = 0, \qquad (12)$$

in Leitern:

$$\mathfrak{E}_0 = 0, \qquad (13)$$

für jeden Leiter:

$$\int \mathfrak{E}_{0n}\, d\sigma = e. \qquad (14)$$

Bei Rotation ist:

$$c \operatorname{rot} \mathfrak{H}' = \mathfrak{J} \qquad (1'')$$
$$\operatorname{rot} \mathfrak{E}' = 0 \qquad (2'')$$
$$\operatorname{div} \mathfrak{H}' = -\frac{2\omega}{c}\,\mathfrak{E}_{0z}, \qquad (4'')$$

in der Luft:

$$\operatorname{div} \mathfrak{E}' = \frac{2\omega}{c}\,\mathfrak{H}_{0z}, \qquad (3'')$$

da in der Luft $\mathfrak{J} = 0$ ist,

$$\text{in Leitern } \mathfrak{E}' = 0. \qquad (7)$$

Im Leiter ist

$$\operatorname{div} \mathfrak{E}' = \varrho + \frac{2\omega}{c}\mathfrak{H}_{0z} - \left(\frac{\mathfrak{w}}{c^2}, \mathfrak{J}\right). \qquad (3''')$$

Wegen (7) ist aber die linke Seite Null, also treten Kompensationsladungen infolge der Rotation auf mit der Dichte

$$\varrho = \left(\frac{\mathfrak{w}}{c^2}, \mathfrak{J}\right) - \mathfrak{H}_{0z}\,\frac{2\omega}{c}.$$

Es ist im Leiter

$$\int \operatorname{div} \mathfrak{E}'\, dS = \int \operatorname{div} \mathfrak{E}\, dS + \int\!\!\int \left[\frac{\mathfrak{w}}{c}, \mathfrak{H}\right]_n d\sigma$$
$$= e + \int_s \int_l \frac{\mathfrak{w}_s}{c} \cdot \mathfrak{H}_{0l}\, ds \cdot dl = 0, \text{ wegen (7).}$$

Hier bedeutet e die Summe der Kompensationsladungen im Innern, ds ein Längenelement des linearen Leiters, dl ein Element des Umfangs eines Drahtquerschnitts. Aus dem Begriff des linearen Leiters folgt, daß $\mathfrak{w}_s$ nicht von l abhängig ist, also wird das Doppelintegral

$$\int \frac{\mathfrak{w}_s}{c}\, ds \int \mathfrak{H}_{0l}\, dl = \frac{i}{c^2} \int \mathfrak{w}_s\, ds$$

wegen (9) und dies

$$\frac{i}{c^2} \int \operatorname{rot}_v \mathfrak{w}\, d\Omega,$$

wo $d\Omega$ das Element einer Fläche ist, deren Randkurve der Leiter ist, und deren Normale wir v nennen. $\operatorname{rot}_v \mathfrak{w}$ ist die doppelte Komponente der Rotationsgeschwindigkeit in Richtung von v. Da man aber den Leiter so aufhängen wird, daß die Normale der Windungsfläche ostwestlich weist, wenn man ein Feld in der Meridianebene konstatieren will, so folgt $\operatorname{rot}_v \mathfrak{w} = 0$, also

$$e = 0, \qquad (10)$$

d. h. bei dieser speziellen Aufhängung ist die Summe der räumlichen Kompensationsladungen Null, die Ladungen fließen bei Beginn der Rotation von einer Stelle im Innern des Magneten zur anderen bis Gleichgewicht ist; wäre $e \gtrless 0$, so würde von der Oberfläche Elektrizität ins Innere fließen müssen, damit Kompensation eintreten kann.

Die ponderomotorische Kraft auf die Volumeinheit lautet nach Lorentz:

$$f = \varrho \mathfrak{E} + \left[\frac{\varrho\,\mathfrak{u}}{c}, \mathfrak{H}\right]; \qquad (11)$$

da aber $\mathfrak{u} = \mathfrak{v} + \mathfrak{w}$ ist, so folgt

$$f = \varrho \mathfrak{E}' + \left[\frac{\mathfrak{J}}{c}, \mathfrak{H}\right]. \qquad (12)$$

Wegen (3‴) ist

$$f = \left|\operatorname{div} \mathfrak{E}' - \frac{2\omega}{c}\,\mathfrak{H}_{0z} + \left(\frac{\mathfrak{w}}{c^2}, \mathfrak{J}\right)\right| \mathfrak{E}' + \left[\frac{\mathfrak{J}}{c}, \mathfrak{H}\right] \qquad (13)$$

Da aber im Leiter $\mathfrak{E}' = 0$ ist wegen (7), darf man die endlichen Glieder

$$\frac{2\omega}{c}\,\mathfrak{H}_{0z} \text{ und } \left(\frac{\mathfrak{w}}{c^2}, \mathfrak{J}\right)$$

in der geschweiften Klammer fortlassen. Mit

Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung ist $\mathfrak{H}' = \mathfrak{H} - \left[\frac{\mathfrak{w}}{c}, \mathfrak{E}'\right]$; da nun in Leitern $\mathfrak{E}' = 0$ ist, so darf man im zweiten Summanden in (13) $\mathfrak{H}'$ anstatt $\mathfrak{H}$ setzen. Wir erhalten dann

$$f = \operatorname{div} \mathfrak{E}' \cdot \mathfrak{E}' + \left[\frac{\mathfrak{J}}{c}, \mathfrak{H}'\right]. \qquad (14)$$

oder

$$f\,dS = \frac{1}{2}\mathfrak{E}'^2\,d\sigma + \frac{i}{c}\,[d\mathfrak{s}, \mathfrak{H}']. \qquad (15)$$

Die Elemente der Kraft ergeben sich genau wie bei Maxwell, wenn man nur $\mathfrak{E}'$ und $\mathfrak{H}'$ an Stelle von $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ setzt.

Wir betrachten im weiteren den Fall, der allein für exakte Messungen in Frage kommt: daß der stromführende Leiter (Magnet) in einer leitenden Hülle (Laboratorium) sich befindet, die leitend mit der Erde verbunden ist. Dann haben wir die wesentliche Vereinfachung, daß innerhalb der leitenden Hülle $\mathfrak{E}_o = 0$ ist, d. h. $\mathfrak{E}'$ höchstens von erster Ordnung, also ist der erste Summand in (15) zu vernachlässigen.

Es handelt sich nur noch um die Berechnung von $\mathfrak{H}'$ aus (1″) und (4″). Bevor wir dies tun können, müssen wir noch die Stetigkeitsbedingungen für $\mathfrak{H}'$ aufstellen:

Aus (1″) folgt, daß auch an Leiteroberflächen die Tangentialkomponenten von $\mathfrak{H}'$ stetig sein müssen. Aus (4) folgt die Stetigkeit der Normalkomponenten von $\mathfrak{H}$. Nun ist aber bis auf Größen zweiter Ordnung

$$\mathfrak{H}'_n = \mathfrak{H}_n - \left[\frac{\mathfrak{w}}{c}, \mathfrak{E}'\right]_n.$$

Hier kommen nur die Tangentialkomponenten von $\mathfrak{E}'$ vor, die wegen (2″) auch stetig sein müssen; daraus folgt die Stetigkeit der Normalkomponenten von $\mathfrak{H}'$. Also ist $\mathfrak{H}'$ im ganzen Raume stetig.

Wir berechnen nur das infolge der Rotation hervorgerufene Zusatzfeld

$$\mathfrak{Z} = \mathfrak{H}' - \mathfrak{H}_o. \qquad (16)$$

Aus (1″) und (9) folgt

$$\operatorname{rot} \mathfrak{Z} = 0, \qquad (17)$$

aus (4″) und (11)

$$\operatorname{div} \mathfrak{Z} = -\frac{2\omega}{c}\,\mathfrak{E}_{oz}. \qquad (18)$$

$\mathfrak{Z}$ ist im ganzen Raume stetig.

(17) sagt aus, daß $\mathfrak{Z}$ sich von einem magnetischen Potential ψ ableitet

$$\mathfrak{Z} = -\operatorname{grad} \psi, \qquad (19)$$

welches wegen (18) der Gleichung

$$\Delta\psi = \frac{2\omega}{c}\,\mathfrak{E}_{oz} \qquad (20)$$

genügt. Als Lösung haben wir

$$\psi = -\frac{\omega}{2\pi c}\int \frac{\mathfrak{E}_{oz}}{R}\,dS_1. \qquad (21)$$

Die laufenden Koordinaten sind x_1, y_1, z_1; der Aufpunkt heißt $p(x, y, z)$. $\mathfrak{E}_{oz}$ ist im Punkte $p_1(x_1, y_1, z_1)$ zu bilden. R ist der Abstand pp_1.

Aus (21) läßt sich leicht das Bucherersche Resultat für $\mathfrak{H}$ ableiten[1]), wenn nur die rotierende Kugel vorhanden ist. $\mathfrak{H}'$ ist mit $\mathfrak{H}$ nicht identisch.

Aus (21) folgt: Wir brauchen zur Kenntnis der magnetischen Kraft nur die Komponente des ursprünglichen elektrischen Feldes zu kennen, welche parallel der Rotationsachse ist.

Die Gesamtwirkung auf den Magneten erhalten wir, wenn wir die Ladungen der leitenden Hülle mit berücksichtigen. Es ist nicht ohne weiteres evident, daß dieser Einfluß verschwindet, da in (21) für die Teile des Feldes, in denen die Störung am größten ist, R sehr klein ist, d. h. aus (21) folgt, daß eine Abweichung von der Kugelgestalt der Erde infolge eines entfernteren Gebäudes oder Berges usw. nicht merklich sein kann, daß aber die Störung unseres eigenen Laboratoriums besonders untersucht werden muß.

Zu dem Zweck denken wir uns eine Kugel vom Radius a um den Aufpunkt in der leitenden Hülle als Mittelpunkt gelegt, den wir zugleich zum Nullpunkt unseres Koordinatensystems machen. Die Kugel sei so groß, daß das Feld außerhalb derselben ungestört ist. Es fragt sich, wie groß der Beitrag dieser Kugel K zu (21) sein kann.

$\mathfrak{E}_o$ leitet sich von einem Potential V ab, also ist

$$\int_K \frac{\mathfrak{E}_{oz}}{R}\,dS_1 = -\int \frac{1}{R}\frac{\partial V}{\partial z_1}\,dS_1$$

$$= -\int_{\sigma_1} \frac{V}{R}\cos nz_1\,d\sigma_1 + \int_K V\frac{\partial \frac{1}{R}}{\partial z_1}\,dS_1.$$

σ_1 ist die Oberfläche der Kugel mit der äußeren Normalen n. Führen wir das Element des körperlichen Winkels dw ein, so daß $d\sigma_1 = a^2 dw$; $dS_1 = R^2 dw\,dR$ ist, so folgt

$$\int_K \frac{\mathfrak{E}_{oz}}{R}\,dS_1 = -a\int V\cos(R,z)\,dw$$

$$-\int dR\int V\cos(R,z)\,dw.$$

Da nun im ganzen Raum V nur ein Vorzeichen haben kann, weil alle elektrischen Kraftlinien auf der Erde und der leitend mit ihr verbundenen Hülle entspringen und ins Unendliche laufen, und da $|V|$ auf der Erde den größten Wert, nämlich $\frac{|e|}{4\pi A}$ hat, wenn A der Erdradius ist, so ist sicher

$$\int V\cos(R,z)\,dw < 4\pi|V| = \frac{|e|}{A},$$

1) A. H. Bucherer, diese Zeitschrift **8**, 225, 1905.

d. h.

$$\left|\int_K \frac{\mathfrak{E}_{0z}}{R}\, dS_1\right| < \frac{2\,a\,\varepsilon}{A}.$$

Der Beitrag von K zu (21) ist also dem absoluten Wert nach kleiner als $\frac{\omega\,\varepsilon}{\pi\,c}\,\frac{a}{A}$. Zu dem Magnetfeld infolge der Erdladung kommt infolge der influenzierten Ladungen ein Zusatzfeld, welches sich zu ersterem der Ordnung nach wie $\frac{a}{A}$ verhält, wo a die Wirkungssphäre der Influenzladungen auf unserem Laboratorium, A den Erdradius bedeutet.

Man darf also in diesem Falle von der Influenzwirkung, ohne einen merklichen Fehler zu machen, absehen. Auf jeden Fall ergibt (21) das genaue Resultat.

Wie wirkt nun die Kraft auf den Magneten, wenn der elektrisch geladene Körper rotiert, der Magnet dagegen ruht? (Versuch von Rowland über die magnetischen Wirkungen von Konvektionsströmen.)

(1), (2), (3), (4) gelten auch hier; es ist $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ unter der beschränkenden Voraussetzung, daß der rotierende Körper ein Rotationskörper ist, der sich um seine Achse dreht, während das vorige Problem ohne Beschränkung gelöst ist.

Ferner ist

$$f\,dS = \frac{1}{2}\,\mathfrak{E}^2\,d\sigma + \frac{i}{c}\,[d\mathfrak{s}\mathfrak{H}]. \qquad (22)$$

Nehmen wir wieder eine leitende Hülle um den Magneten an, so fällt der erste Term in (22) fort.

$\mathfrak{H}$ berechnet sich aus

$$\operatorname{rot}\mathfrak{H} = \varrho\,\frac{\mathfrak{u}}{c} \qquad (23)$$

$$\operatorname{div}\mathfrak{H} = 0. \qquad (24)$$

Hier kommt die Influenzladung auf der leitenden Hülle um den Magneten nicht mit in Betracht, hier ist also in Strenge das von Herrn Bucherer im Spezialfall der Kugel angegebene Feld $\mathfrak{H}$ die Kraft auf die magnetische Menge Eins, vorausgesetzt, daß die Influenzladung die Ladungsverteilung der Erde nicht merklich modifiziert.

Man erkennt also deutlich den Unterschied der beiden Probleme, der um so merklicher wird, je mehr die Dimensionen der leitenden Hülle um den Magneten mit den Dimensionen des rotierenden Körpers vergleichbar werden.

Tübingen, Physik. Institut, 27. März 1906.

(Eingegangen 29. März 1906.)

Nachtrag. Erst nachdem obige Arbeit bereits der Redaktion zugegangen war, erschien die letzte Arbeit des Hrn. Bucherer[1]) über diesen Gegenstand. Man wird erwarten, daß ich zu derselben Stellung nehme.

1. Herr Bucherer behauptet, Searle[2]) habe gezeigt, das $\mathfrak{E}'$ und $\mathfrak{H}'$, wenn sie sich aus Potentialen ableiten, die Kraft auf eine mitbewegte elektrische resp. magnetische Menge Eins bedeuten. Nun ist die Searlesche Arbeit, deren Wichtigkeit für die Entwickelung der Elektronentheorie unbestreitbar ist, heute keineswegs geeignet, in dieser Frage als entscheidend herangezogen zu werden. Denn die in der Elektronentheorie wesentliche Unsymmetrie infolge des Fehlens von Magnetonen tritt bei Searle nicht hervor. Die Gleichung (64) für die ponderomotorische Kraft ist noch die der ursprünglichen Maxwell-Hertzschen Theorie, sie ist im Widerspruch mit dem aus den Feldgleichungen folgenden Energieausdruck (92), und wollten wir einen Schluß aus der Searleschen Abhandlung auf die im bewegten System wirksame magnetische Kraft ziehen, so würden wir zu dem Schluß kommen, daß auf einen gedachten magnetischen Einheitspol die Kraft $\mathfrak{H}'$ (Gleichung 71), dagegen auf einen gedachten Strom die Kraft $\mathfrak{H}$ wirkt (Gleichung 75). Dies stimmt mit den Resultaten der Lorentzschen Theorie nicht überein.

Ich habe absichtlich das Wort „gedacht" hinzugesetzt, da wir tatsächlich niemals einen Einheitspol oder einen Strom ohne Träger derselben ins Feld bringen können, diese Träger (Stahl oder Leitungsdraht) sind aber immer leitend. Weder Hr. Searle noch Hr. Bucherer haben untersucht, was dieser Umstand für einen Einfluß haben kann. (Auftreten der sogenannten Kompensationsladungen.) Es ist also von Hrn. Bucherer nicht bewiesen, daß $\mathfrak{H}'$ als magnetische Kraft im mitbewegten System aufgefaßt werden kann.

Dies folgt aber aus meiner Gleichung (15). Anstatt des Ausdrucks $[\mathfrak{J}/c, \mathfrak{H}]$ ist $[\mathfrak{J}/c, \mathfrak{H}']$ in (14) eingeführt worden, weil $\mathfrak{H}'$ stetig ist, und deshalb keine Oberflächenglieder bei der Integration über den ganzen durchströmten Leiter auftreten. Obige Methode ist analytisch ganz dasselbe, was die Berücksichtigung der Kompensationsladungen bei Lorentz ist; ich muß Hrn. Bucherer recht geben, daß letztere manchmal etwas kompliziert ist, doch scheint die obige Methode nichts an Einfachheit zu wünschen übrig zu lassen.

2. Daß $\mathfrak{H}'$ und $\mathfrak{H}$ nicht, wie Hr. Bucherer vermutete, einander gleich sind, sondern daß die in Hrn. Pflügers Arbeit in Betracht kommende Horizontalkomponente in der Größe und im Vorzeichen falsch angegeben war, hat Hr. Bucherer selbst konstatiert.

1) A. H. Bucherer, diese Zeitschr. **7**, 256, 1906.
2) G. F. C. Searle, Phil. Trans. (A) **187**, 675, 1896.

3. Daß auch, nachdem der Nachweis geführt ist, daß $\mathfrak{H}'$ als Kraft auf die magnetische Menge Eins aufgefaßt werden muß, ein Magnet nicht in Strenge diese Größe mißt wegen der auf dem Magneten oder seiner Hülle auftretenden Influenzladungen, ist oben gezeigt worden.

„Die Anwendung des Prinzips der Kompensationsladungen muß selbstverständlich zu denselben Resultaten führen" wie die Bucherer'schen Entwickelungen in seiner letzten Publikation. Nur ist ein Teil seiner Behauptungen (daß $\mathfrak{H}'$ die Kraft auf den Einheitspol ist) nicht von ihm bewiesen, ein Teil seiner Behauptungen, nämlich die Resultate, die er Hrn. Pflüger zur Verfügung stellte (daß $\mathfrak{H} = \mathfrak{H}$ ist), war unrichtig, ein notwendiger Teil (Diskussion der Influenzladungen) fehlte.

Obige Untersuchungen, die in den Resultaten mit denen der letzten Arbeit des Hrn. Bucherer übereinstimmen, wie sich durch Ausführung der Integration der Gleichung (21) zeigt, haben den Vorteil, ganz allgemein die Wirkung eines rotierenden elektromagnetischen Feldes zu bestimmen, während Hrn. Bucherers Arbeit sich nur mit dem Spezialfall der Rotation einer geladenen Kugel um einen Durchmesser beschäftigt.

Tübingen, Physikal. Institut, 21. April 1906.

(Eingegangen 23. April 1906.)

Zur Elektronentheorie.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Paul Hertz.

In seiner dritten Mitteilung in den Göttinger Nachrichten[1]) hat Herr A. Sommerfeld die Behauptung aufgestellt, daß ein Elektron sich nicht dauernd kräftefrei mit Überlichtgeschwindigkeit bewegen könne. Seine Betrachtungen sind aber nicht etwa so zu verstehen, daß zu Zeiten, wo keine äußeren Kräfte auf das Elektron wirken, eine Bewegung mit Überlichtgeschwindigkeit durchaus unmöglich wäre, sondern besagen nur: Geht in einem Augenblicke die Elektronenbewegung kräftefrei vor sich, so kann das Elektron sicher nicht während der ganzen Vorgeschichte Überlichtgeschwindigkeit besessen haben. Es ist jedoch in keiner Weise ausgeschlossen, daß ein Elektron erst Unterlichtgeschwindigkeit besitzt, dann Überlichtgeschwindigkeit, und daß während der Bewegung mit Überlichtgeschwindigkeit zeitweise die innere Kraft verschwindet. Immerhin machen die Sommerfeldschen Betrachtungen das Vorkommen einer länger andauernden kräftefreien Überlichtgeschwindigkeit in der Natur höchst unwahrscheinlich, und man wird Herrn A. Sommerfeld beistimmen müssen, wenn er sich auf Grund seiner Überlegungen für die ursprüngliche Auffassung der γ-Strahlen als Röntgeneffekt entscheidet.[1])

Herr Sommerfeld hat seine Behauptungen durch ein graphisches Verfahren plausibel gemacht. Er erklärt aber einen analytischen Beweis für erwünscht. Einen solchen zu führen, ist der Zweck der vorliegenden Mitteilung.

Die Herren A. Sommerfeld[2]) und W. Wien[3]) — letzterer in einem Meraner Vortrag — haben auf den Fall aufmerksam gemacht, daß ein Elektron auf Überlichtgeschwindigkeit gebracht wird, eine Zeit lang vermöge der dazu nötigen Kraft in dieser Geschwindigkeit gehalten wird, und daß dann die Kraft plötzlich entfernt wird. Wie verhält sich ein so behandeltes Elektron? Nun, experimentell ist eine zeitlich unstetige Feldstärke überhaupt nicht realisierbar, auch nicht durch den von Herrn W. Wien angegebenen durchlöcherten Kondensator, da dieser höchstens vom makroskopischen Standpunkte aus unstetige Feldstärken liefert. Entsprechend ist theoretisch jede Unstetigkeit der Kraft von vornherein als zu unlösbaren Problemen führend zu verwerfen, dies aber, mögen wir es nun mit Unterlichtgeschwindigkeits-, oder mit Überlichtgeschwindigkeitsbewegungen des Elektrons zu tun haben. Man sieht nämlich leicht, daß bei jeder Bewegung die innere Kraft sich stetig berechnet. Hieran ändern auch Unstetigkeiten in der Geschwindigkeit des Elektrons nichts, solange nur die Lage selbst des Elektrons nicht Unstetigkeiten unterworfen ist.[4]) Es ist demgemäß ganz ausgeschlossen, daß zu einem unstetigen äußern Kraftverlauf irgend eine Lösung gefunden werden kann, da doch äußere und innere Kraft sich das Gleichgewicht halten sollen, und auch das plötzliche Sinken auf Licht- oder Unterlichtgeschwindigkeit, an das Herr Sommerfeld denkt, kann keinen Ausweg schaffen. Ich glaube aber nicht, daß diese Schwierigkeiten, an denen, wie gesagt, die Überlichtgeschwindigkeit gänzlich unschuldig ist, ernstlich gegen die Elektronentheorie sprechen können, oder vielmehr gegen die Annahme gleichförmiger Volumenladung — denn bei Flächenladung sind unstetige Kräfte gestattet. Ebensowenig nämlich wie unstetige Kräfte als auf räumlich geladene

1) A. Sommerfeld, Zur Elektronentheorie: III. Über Lichtgeschwindigkeits- und Überlichtgeschwindigkeits-Elektronen. Göttinger Nachrichten 1905, 201.

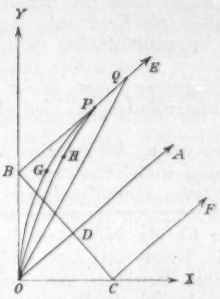
1) l. c. S. 204.
2) l. c. S. 203.
3) Diese Zeitschrift **7**, 19, 1906.
4) Das lehrt z. B. ganz klar der Anblick der von Herrn Sommerfeld gefundenen Ausdrücke für die innere Kraft.

Elektronen wirkend vorgestellt werden können, ebensowenig können sie von ihnen erzeugt werden, sind also unter Zugrundelegung der rein elektromagnetischen Anschauung und bei Annahme volumenhafter Ladung als überhaupt unmöglich zu betrachten.

Befremdlicher dürfte dagegen eine andere Tatsache erscheinen, die Herr A. Sommerfeld in der Meraner Diskussion betont hat, und für die wir hier einen ganz allgemeinen Beweis andeuten werden. Wir werden zeigen, daß die innere Kraft bei keinerlei Art der Bewegung eine gewisse obere Grenze überschreiten kann. Zu einer äußern Kraft, die diese Grenze überschreitet, gibt es auch bei völliger Stetigkeit des Kraftverlaufes keine Lösung. Dieses Resultat scheint in der Tat für die Elektronentheorie, bei Annahme räumlicher Ladung, eine gewisse Schwierigkeit zu bedeuten, welche aber unter der Annahme einer oberflächlichen Ladungsverteilung nicht auftritt.

Wenden wir uns jetzt zunächst zum Falle der geradlinigen Überlichtgeschwindigkeitsbewegung eines räumlich geladenen Elektrons, und suchen wir einen analytischen Beweis für die Sommerfeldschen Behauptungen zu geben.

Wir schließen uns hierzu an die zweite Sommerfeldsche Mitteilung in den Göttinger Nachrichten[1]) an, indem wir jedoch einige für unsere Zwecke bequeme Bezeichnungsänderungen einführen. Als Längeneinheit diene uns der Radius des Elektrons, als Zeiteinheit die Zeit: Elektronenradius dividiert durch Lichtgeschwindigkeit. Um in einem gegebenen Augenblicke die Kraft zu berechnen, muß man die „Vorgeschichte" kennen. Diese stellen wir als Kurve in einer X-Y-Ebene dar, indem wir aufzeichnen, welche Entfernung y von seiner gegenwärtigen Lage der Elektronenmittelpunkt vor x Zeiteinheiten besaß. Ein Richtungssinn ist als bevorzugt anzusehen, und wenn der gegenwärtige Zustand auf den früheren in diesem Sinne folgt, so werde y als positiv bezeichnet, im andern Falle als negativ. Die Geschwindigkeit des Elektrons vor x Zeiteinheiten — bei Sommerfeld v_{t-x} genannt — können wir einfach durch den Differentialquotienten $\frac{dy}{dx}$ oder y' darstellen. Nach diesen Verabredungen wird die Vorgeschichtskurve eines dauernd mit Lichtgeschwindigkeit bewegten Elektrons durch eine im Winkel von 45^0 geneigte Gerade gegeben, wie in unserer Figur OA. Zunächst, solange wir uns auf geradlinige Überlichtgeschwindigkeit beschränken, kommen nur im Winkelraum YOA liegende Kurven in Betracht. Selbstverständlich müssen sie alle durch den Koordinatenanfangspunkt O gehen und der Bedingung genügen, daß ihre Abszisse stets wächst. Nun berechnet sich die äußere Kraft K, die im gegenwärtigen Augenblicke zur Aufrechterhaltung der Bewegung erforderlich ist, als ein Integral längs der Kurve, dessen Integrand aber nicht durch einen einheitlichen analytischen Ausdruck gegeben ist. Sei nämlich $OB = OC = 2$, D der Schnittpunkt von OA und BC, und sei ferner BE parallel CF parallel OA, so bildet das Dreieck BOD ein „erstes Integrationsgebiet", der Streifen $EBDA$ ein „zweites Integrationsgebiet". Das Integral für das erste Integrationsgebiet lautet nun nach Herrn A. Sommerfeld:[1])



$$\left.\begin{aligned} \int dK = M\int\Big\{\frac{1+y'}{y}f'(y+x) - \frac{1}{y^2}f(y+x)\Big\}dx \\ - M\int\Big\{\frac{1-y'}{y}f'(y-x) - \frac{1}{y^2}f(y-x)\Big\}dx \end{aligned}\right\} \quad 1)$$

wo M eine von den Konstanten des Elektrons abhängige Zahl, $f(u)$ die rationale Funktion

$$f(u) = -\frac{8}{5} + 2u^2 - u^3 + \frac{1}{20}u^5 \qquad 2)$$

und f' deren Ableitung bedeutet. Dagegen ist im zweiten Integrationsgebiet

$$\int dK = -M\int\Big\{\frac{1-y'}{y}f'(y-x) - \frac{1}{y^2}f(y-x)\Big\}dx. \qquad 3)$$

Wir schreiben also allgemein

$$K = M\int A\,dx + B\,dy, \qquad 4)$$

und lassen im ersten Integrationsgebiet

$$\left.\begin{aligned} A &= \frac{1}{y}f'(y+x) - \frac{1}{y^2}f(y+x) \\ &\quad - \frac{1}{y}f'(y-x) + \frac{1}{y^2}f(y-x) \\ B &= \frac{1}{y}f'(y+x) + \frac{1}{y}f'(y-x) \end{aligned}\right\} \quad 5)$$

1) Göttinger Nachrichten 1904, 363.

1) Zweite Note Seite 398. Gleichung 64'.

im zweiten

$$\left.\begin{aligned} A &= -\frac{1}{y} f'(y-x) + \frac{1}{y^2} f(y-x) \\ B &= \frac{1}{y} f'(y-x) \end{aligned}\right\} \quad 6)$$

sein.

Um jetzt einen Überblick über die Gesamtheit der möglichen Vorgeschichtskurven und die durch sie gelieferten Kraftwerte zu gewinnen, fragen wir nach den Kurven, welche extreme Kraftwerte liefern, d. h. wenden die Variationsrechnung[1]) an. Diese schreibt vor, wenn das Integral $\int F(x, y, y')\,dx$ zu einem Extremum gemacht werden soll, die Lagrangesche Gleichung

$$\frac{\partial F}{\partial y} - \frac{d}{dx}\frac{\partial F}{\partial y'} = 0$$

aufzustellen. Hier, wo $F = A + By'$ ist, erhalten wir

$$\frac{\partial A}{\partial y} + \frac{\partial B}{\partial y} y' - \frac{d}{dx}(B) = \frac{\partial A}{\partial y} - \frac{\partial B}{\partial x} = 0.$$

Die linke Seite der so entstandenen Gleichung, den Ausdruck

$$E = \frac{\partial A}{\partial y} - \frac{\partial B}{\partial x} \qquad 7)$$

mögen wir die E-Funktion des Problems nennen in Erinnerung an die gleichnamige Weierstrassische Funktion, der sie analog ist, ohne jedoch mit ihr identisch zu sein.

Wir haben nun nach (2), (5), (7) im ersten Integrationsgebiet

$$E = \frac{x}{5y^3}\{(-20x^2+x^4)+(60-10x^2)y^2-15y^4\}. \quad 8)$$

Wie die keinerlei prinzipielle Schwierigkeiten darbietende Diskussion ergibt, bleibt E im ganzen Dreiecke EDO positiv, auch bei Annäherung an die Unbestimmtheitsstelle in O. Ähnlich erhalten wir, wenn wir

$$\left.\begin{aligned} \xi &= 2 + x - y \\ \eta &= -2 + x + y \end{aligned}\right| \quad 9)$$

setzen, für das zweite Integrationsgebiet

$$E = \frac{2\xi^2}{5(4+\eta-\xi)^3}\Big|\int \eta(60-40\xi+5\xi^2) + 240 - 180\xi + 40\xi^2 - 3\xi^3\Big| \quad 10)$$

Auch diese Funktion bleibt im Rechteck $EBDA$ durchweg positiv, so daß wir zusammenfassend behaupten können: Die E-Funktion bleibt im ganzen Streifen $EBOA$ positiv. Diese Feststellung genügt aber bereits, unsere Frage ohne weitere Rechnung zu entscheiden. Seien OGP und OHP zwei Vorgeschichtskurven, die an derselben Stelle auf BE endigen, und so, daß OHP ganz rechts von OGP liegt, dann können wir zeigen, daß die Kurve OHP ein kleineres Integral liefert, als OGP. Die Differenz nämlich der Integrale:

$$\int_{OHP} A\,dx + B\,dy - \int_{OGP} A\,dx + B\,dy$$

ist gleich dem Integrale längs der geschlossenen Kurve $OHPGO$. Nach dem Stokeschen Satze ist aber das Kurvenintegral

$$\int_{OHPGO} A\,dx + B\,dy$$

dem Flächenintregale

$$-\int\left(\frac{\partial A}{\partial y} - \frac{\partial B}{\partial x}\right) do$$

gleichzusetzen, unter do das Differential des von beiden Kurven eingeschlossenen Flächenstückes verstanden, und dieses Integral, das wir auch $-\int E\,do$ schreiben können, muß nach unsern Feststellungen negativ sein, womit unsere Behauptung erwiesen ist.

Hieraus folgt aber weiter, daß alle Überlichtgeschwindigkeitskurven positive Kraftwerte liefern. Sei wieder OGP eine im Überlichtgeschwindigkeitsgebiet verlaufende und auf BE endende Kurve. Wir fügen ihr noch das geradlinige auf BE liegende Stück PQ hinzu, was gestattet ist, da auf BE unser Integrand verschwindet, und wählen dabei Q so entfernt, daß die Verbindungsgerade OQ die Kurve OGP nicht schneidet. Nach dem eben Bewiesenen gehört zu $OGPQ$ eine größere Kraft als zu der Geraden OQ. Die Gerade OQ ist aber das Abbild einer gleichförmigen Überlichtgeschwindigkeitsbewegung, und eine solche geht nach Sommerfeld nur unter Aufwand einer positiven äußern Kraft von statten. Umsomehr liefert also $OGPQ$, oder, was dasselbe ist, OGP eine positive Kraft. Wir hatten, der Einfachheit halber, angenommen, daß unsere Vorgeschichtskurve auf BE endigt; man sieht leicht, wie unsere Beweisführung abzuändern ist, wenn unsere Kurve dauernd im Rechteck bleibt, ohne auf dessen Seiten zu enden. Somit haben wir den Satz bewiesen:

Bedarf ein Elektron zu einer bestimmten Zeit keiner äußern Kraft, so war in der Vorgeschichte nicht dauernd Überlichtgeschwindigkeit vorhanden.

Unsere Figur gestattet noch einen weitern Schluß. Sie zeigt, daß das Maximum für die Gerade OB erreicht wird. Diese Gerade entspricht dem Falle unendlich großer Geschwindigkeit, für den Herr Sommerfeld die Kraft

$$\frac{9}{4}\frac{\varepsilon^2}{4\pi a^2}$$

gefunden hat, unter a den Radius des Elektrons und unter ε seine Ladung in rationellen Einheiten verstanden. Jede andere Bewegung liefert also kleinere Kraftwerte. Keine Bewegung mit Überlichtgeschwindigkeit

1) Auf diesem Gebiete bin ich Herrn C. Carathéodory für freundliche Belehrung zu Dank verpflichtet.

kann eine Kraft beanspruchen, die die Grenze

$$\frac{9}{4}\frac{\varepsilon^2}{4\pi a^2}$$

übersteigt.

Dieses Resultat bezieht sich nur auf Überlichtgeschwindigkeitsbewegungen. Lassen wir jetzt diese Beschränkung fallen. Dann wird es nötig sein, auch für die andern Teile der Ebene die E-Funktion aufzustellen. Die Gleichungen (1) und (3) modifizieren sich nach Herrn A. Sommerfeld ein wenig, und man erhält für das Dreieck DOC

$$E = \frac{4}{5}(10 - 5x^2 - y^2) \qquad 11)$$

und für ADC

$$E = \frac{-2\bar{\xi}^2}{5(\bar{\xi}+\eta)^3}\left|\begin{array}{l}(60 - 40\bar{\xi} + 5\bar{\xi}^2)\,\bar{\eta}\\ +\,20\bar{\xi} - 20\bar{\xi}^2 + 3\bar{\xi}^3\end{array}\right| \qquad 12)$$

wo

$$\left.\begin{array}{l}\bar{\xi} = \quad 2 - x + y\\ \eta = -2 + x + y\end{array}\right| \qquad 13)$$

gesetzt ist.

Endlich wird man auch für negative y eine E-Funktion einführen können, und sie gleich den Werten setzen, die an den zur X-Achse spiegelbildlichen Punkten herrschen. Durch diese Erweiterungen sind jetzt ganz beliebige Bewegungen in den Kreis unserer Betrachtung gezogen: auch solche, wo Unterlichtgeschwindigkeit beliebig mit Überlichtgeschwindigkeit wechselt und auch die Geschwindigkeit beliebig oft ihr Zeichen wechseln mag. Im so erweiterten Definitionsbereich ist die E-Funktion nicht durchweg positiv und ihre Anwendung daher nicht so einfach. Dagegen sieht man, daß das Integral $\int |E|\,do$ über das ganze unendliche Definitionsgebiet erstreckt konvergiert, oder daß $\int E\,do$ absolut konvergiert. Und hieraus schließen wir unter Benutzung des Stockeschen[1]) Satzes: Die Gesamtheit aller möglichen Kräfte besitzt eine obere Grenze. Mit andern Worten: Es gibt Kräfte, die so groß sind, daß ihnen keine mögliche Bewegung entspricht. Nähere Ausführungen und Weiterführungen hierzu denke ich an anderer Stelle zu geben.

1) Man berücksichtige nämlich, daß A und B im Unendlichen unendlich klein werden, und daß das Integral längst der unendlichen Halbgeraden OA genommen den Wert Null liefert.

(Eingegangen 20. März 1906.)

Über die Radioaktivität des Schnees.

Von G. Costanzo und C. Negro.

Eine Untersuchung über die Radioaktivität des Schnees wurde von Allan[1]) ausgeführt, der von der Oberflächenschicht des im Laufe der Saison gefallenen Schnees etwa 1 Liter entnahm und ihn auf einer Kreisscheibe zum Verdampfen brachte. Die Luft, die vorher keine Spur von Radioaktivität gezeigt hatte, wurde dann stark ionisiert.

J. Kauffmann untersuchte gleichfalls zwischen Juli 1903 und Mai 1904 die Radioaktivität des Schnees[2]) und gelangte zu folgenden Schlüssen: a) Frisch gefallener Schnee ist unter gleichen Bedingungen radioaktiver als Regen; b) der auf Dächer fallende Schnee zeigt nach hundert Stunden keinerlei Zeichen von Radioaktivität mehr; c) der auf den Erdboden fallende Schnee behält auch noch hundert Stunden nach seinem Fallen fast vollständig seine Radioaktivität und zeigt Schwankungen, die mit dem Gang des Barometers in Beziehung zu stehen scheinen.

In Bologna wurde von Righi die Radioaktivität des Schnees festgestellt; Righi nahm an, daß im Winter 1903/1904 „während des Schneefalls die Leitfähigkeit der Luft mehr als doppelt so groß wie gewöhnlich war".[3])

Wir verfügten bei unserer Untersuchung über den Elster-Geitelschen Apparat. Um den Schnee in dem Metallbehälter zu erhalten, der den Zerstreuer schützt, benutzten wir ein kreisringförmiges Gefäß, dessen Basis eine Oberfläche von 74 cm^2 besaß, und das auf dem Boden des Behälters ruhte. Die dem Zerstreuer erteilte Ladung war stets höher als 100 Volt und erschien uns ausreichend zu sein, um bei der geringen Radioaktivität der Untersuchungssubstanz den Sättigungsstrom zu erzielen. Besondere Versuche wurden hierüber jedoch nicht ausgeführt.

Die Schneefälle des vergangenen Winters (1905/1906) waren in Bologna nicht zahlreich und, abgesehen von dem des 9. Februars, nicht einmal reichlich. Bei jedem Schneefall ließen wir es uns angelegen sein, die Radioaktivität des Schnees zu messen. Wir suchten die Messungen besonders derartig zu leiten, daß wir den ersten frisch gefallenen Schnee prüften; zu diesem Zwecke setzten wir meistens das Gefäß selbst hinaus, das hierauf in den Behälter des Zerstreuers eingesetzt werden sollte, um direkt den fallenden Schnee zu sammeln. Die durch diese Maßregel erzielten Resultate

1) The Physical Review **18**, 306—310, 1903 u. Philosophical Magazine **7**, 140—150, 1904.

2) Meteorologische Zeitschrift März 1905.

3) La moderna teoria dei fenomeni fisici, Bologna p. 82, 1904.

veranlassen uns ganz besonders zur Veröffentlichung des vorliegenden Aufsatzes.

Der erste Schneefall dieses Winters in Bologna war der, der etwa um 2 Uhr 15 Minuten nachmittags am 3. Januar begann. Am Abend desselben Tages untersuchten wir die von dem Elektrometer gezeigte Dispersion, und als Mittelwert ergab sich eine Zerstreuung von 3,8 Volt pro Stunde.

Am nächsten Tage, dem 4. Januar, wurden 13 Gramm von den Dächern aufgesammelten Schnees genommen und in den Behälter des Zerstreuers eingebracht. Es ergaben sich dann die folgenden Werte:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$8^h\ 17^m$	23,4	199,8	6,2
$9^h\ 17^m$	22,3	192,8	

Es zeigte sich also eine Zerstreuung von 6,2 Volt pro Stunde, d. h. die Zerstreuung in der Luft nahm im Vergleich zu der früher ohne Schnee in dem Behälter beobachteten um 2,4 Volt pro Stunde zu. Derselbe Schnee wurde in Zwischenräumen bis 1 Uhr mittags beobachtet; dann hatte er jede Spur von Radioaktivität verloren.

Hierauf wurde die gleiche Menge Schnee vom Boden und nicht von den Dächern aufgesammelt und im Elektrometer untersucht. Wir erhielten:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$13^h\ 15^m$ [1])	16,6	156,1	0,7
$14^h\ 7^m$ [2])	16,0	155,4	

Diese höchst unbedeutende Radioaktivität stimmt mit der überein, die man einige Stunden vorher an dem von den Dächern gesammelten Schnee beobachtet hatte. Die unmittelbar darauf beobachtete Luft zeigte nämlich keine Spur von Ionisierung; innerhalb einer Stunde (von 2 Uhr 10 Minuten bis 3 Uhr 7 Minuten nachmittags) beobachtete man keine nennenswerte Zerstreuung. Die Differenz von 0,7 ist daher völlig der Aktivität des Schnees zuzuschreiben.

Gegen 3 Uhr nachmittags am selben Tage (4. Januar) fing es wieder zu schneien an. Das Elektroskop wurde geladen und unmittelbar nach der Ausführung der früheren Bestimmungen, um die Zerstreuung in der Luft festzustellen, 2,7 Volt pro Stunde gefunden. Der sehr spärlich gefallene Schnee wurde dann direkt gesammelt und in den Apparat eingebracht; wir erhielten:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$17^h\ 30^m$	15,6	149,5	10,9
$18^h\ 30^m$	14,0	138,6	8,7
$19^h\ 13^m$	12,7	129,9	5,5
$21^h\ 19^m$	11,9	124,4	

1) $1^h\ 15^m$ p. m. 2) $2^h\ 7^m$ p. m.

Wie ersichtlich, war die Radioaktivität während der ersten Stunden sehr beträchtlich und zwar trotz der kleinen Substanzmenge, mit der gearbeitet werden mußte.

Ein anderer Schneefall trat am Morgen des 4. Februars ein. Wir sammelten dann 64 Gramm Schnee von den Dächern, brachten ihn in den Behälter ein und machten die folgenden Beobachtungen:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$15^h\ 5^m$	21,3	186,3	5,7
$16^h\ 5^m$	20,4	180,6	2,6
$17^h\ 5^m$	20,0	178,0	

Unmittelbar vorher war das Elektrometer geladen und die Zerstreuung gemessen worden, ohne daß man Schnee eingebracht hätte. Die Ergebnisse waren:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$14^h\ 0^m$	19,7	166,1	4,2
$15^h\ 0^m$	19,0	161,9	

Die schon ziemlich ionisierte Luft erhöhte also noch die eigene Leitfähigkeit infolge der Anwesenheit von Schnee. Die Radioaktivität des Schnees und die entsprechende Ionisierung der Luft zeigten jedoch in der zweiten Beobachtungsstunde eine sehr schnelle Abnahme.

Am folgenden Tage, dem 5. Februar, experimentierten wir mit 46 Gramm dem Regenmesser entnommenen Wassers, das von dem Schmelzen des am vorhergehenden Tage gefallenen Schnees herrührte; es ließ sich hierbei keinerlei Spur von Radioaktivität mehr feststellen.

Ein reichlicher Schneefall trat am 6. Februar ein. 100 Gramm frisch gefallenen Schnees wurden direkt gesammelt, und während der Schneefall noch fortdauerte, folgende Beobachtungen ausgeführt:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$21^h\ 30^m$	18,0	165,6	51,6
$22^h\ 30^m$	10,5	114,0	

Die vorgerückte Stunde gestattete uns keinerlei andere Beobachtungen; am folgenden Tage, dem 7. Februar, war jedoch um 3 Uhr 10 Minuten nachmittags das Elektroskop noch auf ein Potential von 77,6 Volt geladen. Diese Beobachtung gestattet uns trotz ihrer Unvollständigkeit die außerordentliche Radioaktivität, die der frisch gefallene Schnee zeigte und die Schnelligkeit, mit der er sie verlor, zu beurteilen.

Am selben Tage, dem 7. Februar, wurde vom Erdboden der am Tage vorher gefallene Schnee aufgesammelt und untersucht; er entlud das Elektroskop in zwei Stunden um 6,3 Volt und zeigte also noch ein beträchtliches radioaktives Vermögen.

Der bedeutendste Schneefall war der vom 9. Februar. Von 11 Uhr morgens an begann

der Schnee bereits dicht und äußerst reichlich zu fallen. Der Ionisierungszustand der Luft wurde untersucht und hierbei folgendes gefunden:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$12^h\ 10^m$	24,0	202,3	1,1
$13^h\ 10^m$	23,8	201,2	

20 Gramm Schnee (von dem zuerst gefallenen und direkt gesammelten) wurden dann in den Zylinder des Zerstreuers gebracht, und hierbei wurde eine durchaus unerwartete Radioaktivität festgestellt; wir erhielten nämlich:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$15^h\ 50^m$	23,7	206	206
$16^h\ 50^m$	0	0	

Da der untersuchte Schnee fast gänzlich aufgetaut war, wurden 30 Gramm von der Oberflächenschicht entnommen, die sich auf den Dächern gebildet hatte; dann erhielten wir:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$17^h\ 0^m$	23,5	199,6	8,7
$18^h\ 0^m$	22,0	190,9	1,3
$19^h\ 0^m$	21,8	189,6	

Während also in der ersten Stunde eine erhebliche Radioaktivität vorhanden ist, allerdings weit geringer als die früher festgestellte, beobachtete man in der zweiten keine Spur einer solchen mehr.

Am 11. Februar dachten wir daran, zu beobachten, ob sich Zeichen von Radioaktivität an dem am 9. gefallenen Schnee feststellen lassen würden; es wurden jedoch zunächst die Ionisationsverhältnisse der Luft festgestellt und hierbei konstatiert:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$15^h\ 0^m$	28,4	223,0	1,6
$16^h\ 0^m$	28,0	221,4	

Hierauf wurde die auf den Dächern befindliche Oberflächenschicht Schnee weggenommen und 28 Gramm von dem darunter befindlichen Schnee gesammelt, der dann in dem Zerstreuungszylinder untersucht wurde. Die Beobachtungen waren wie folgt:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$16^h\ 0^m$	20,0	178,0	2,5
$17^h\ 0^m$	19,6	175,5	

Hierauf wurden mit denselben Vorsichtsmaßregeln 65 Gramm Schnee gesammelt, der im Kontakt mit dem Boden geblieben war; die Ergebnisse waren:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$17^h\ 15^m$	19,6	175,5	3,6
$18^h\ 15^m$	19,0	171,9	

Hieraus ist ersichtlich, daß der Schnee seine Radioaktivität nicht gänzlich verloren hatte, daß er vielleicht eine solche durch Emanation von der Oberfläche aus erworben hatte, mit dem er sich in Berührung befand, und daß schließlich der vom Boden aufgesammelte Schnee stärker radioaktiv als der von den Dächern herrührende war.

Am 12. Februar fing es gegen 10 Uhr morgens zu schneien an. Während der kleine Behälter hinausgesetzt wurde, um direkt den fallenden Schnee aufzusammeln, beobachteten wir die Zerstreuung in der Luft und erhielten einen Wert von 1,9 Volt pro Stunde. Hierauf wurden 25 Gramm von dem wie früher erwähnt gesammelten Schnee in den Zylinder eingebracht und die folgenden Ablesungen ausgeführt:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$15^h\ 35^m$	24,5	205,1	3,3
$17^h\ 35^m$	23,9	201,8	

In Anbetracht des außerordentlich schwachen Wertes, den wir erhielten, und auch deswegen, weil eine Beobachtung nach der ersten Stunde nicht möglich war, läßt sich keinerlei Schlußfolgerung hinsichtlich des Vorhandenseins von Radioaktivität ziehen.

In der Nacht vom 21. zum 22. Februar schneite es reichlich. In gewohnter Weise wurden 80 Gramm Schnee direkt gesammelt, das Elektroskop auf 150 Volt geladen und eine Zerstreuung von 2 Volt in der Stunde beobachtet. Es wurden jedoch keinerlei Vor- und Nachbeobachtungen über den Betrag der Ionisierung der Luft ausgeführt.

Auch in der Nacht vom 23. zum 24. Februar und am Morgen des 24. schneite es. Der Ionisierungszustand der Luft wurde beobachtet und im Mittel eine Zerstreuung von 3,6 Volt pro Stunde erhalten. 31 Gramm Schnee wurden dann direkt gesammelt und folgende Beobachtungen gemacht:

Zeit	Abgelesene Ablenkung	Entsprechende Voltzahl	Differenz
$8^h\ 55^m$	23,0	196,7	12,3
$9^h\ 55^m$	21,0	184,4	

Es war also ein beträchtliches radioaktives Vermögen zu beobachten.

Die Gesamtheit der eben berichteten Tatsachen ist zwar von augenscheinlichem Interesse, weist aber auch darauf hin, daß wir es mit einer verwickelten Erscheinung zu tun haben.

Die angestellten Beobachtungen zeigen nicht die gleichmäßige Übereinstimmung, die zur Ableitung eines absoluten Gesetzes erforderlich wäre. Einige der Beobachtungen stimmen mit denen von Allan, Kaufmann und Righi überein, während andere mit ihnen keineswegs im Einklang stehen. Man wird daher bei einer vollständigen Untersuchung anderen meteorologischen Faktoren und vielleicht ganz besonders den barometrischen Verhältnissen Rechnung tragen müssen.

Unterdessen können wir darauf hinweisen, daß:

1. frisch gefallener, fast augenblicklich gesammelter Schnee stark radioaktiv ist;

2. die Radioaktivität wenigstens bei den von uns ausgeführten Beobachtungen nach höchstens zwei Stunden bei dem untersuchten Schnee fast völlig verschwindet, und

3. auf den Boden fallender Schnee das radioaktive Vermögen etwas länger zu bewahren scheint, als es bei dem auf die Dächer fallenden Schnee der Fall ist.

Bologna, St. Ludwigs-Gymnasium, März 1906.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Alfred Gradenwitz.)

(Eingegangen 6. April 1906.)

Optische Effekte der Translation von Materie durch den Äther.

Von J. Stark.

Die Kanalstrahlen können auf Grund des Doppler-Effektes erstens dazu dienen, die Spektra zu ermitteln, welche die ein- und die mehrwertigen Atomionen[1]) emittieren. Zweitens bieten sie uns die Möglichkeit, Effekte aufzufinden, welche durch eine Relativbewegung von Materie und Äther bedingt werden. Denn sie stellen chemische Atome dar, können so große Geschwindigkeiten ($3 \cdot 10^8$ cm · sec^{-1}) besitzen, wie sie nicht einmal an Himmelskörpern bekannt sind, und bieten den Vorteil, daß ihre Lichtemission von einem relativ zu ihnen ruhenden Beobachter untersucht werden kann. In einer früheren Abhandlung[2]) habe ich Beobachtungen mitgeteilt über die Lichtemission der Kanalstrahlen in Wasserstoff normal zu ihrer Translation. In einer anderen Abhandlung[3]) habe ich aus gewissen Beobachtungen gefolgert, daß die Translation von Atomionen eine Lichtemission derselben bedingt. Hier seien zunächst die Resultate beider Untersuchungen zusammengestellt und dann sollen aus ihnen Folgerungen über die Reaktion zwischen Äther und bewegter Materie gezogen werden. Dies geschieht, um Spektralanalytiker, die über bessere Hilfsmittel als ich verfügen, zu veranlassen diese Untersuchungen wegen ihrer prinzipiellen Wichtigkeit zu wiederholen und weiter zu führen.

Bei der Translation von Materie (positiven Atomionen) durch den Äther werden elektromagnetische Eigenschwingungen der elementaren Teile (Elektronen) der Materie erregt und geben Energie in Form von elektromagnetischen (optischen) Wellen an den umgebenden Äther ab. Zwischen der hierdurch bedingten Lichtemission und der kinetischen Energie der Translation stellt sich ein Gleichgewicht her. Die Intensität, zu welcher eine bestimmte Eigenschwingung angeregt wird, wächst rasch mit dem Quadrat der Geschwindigkeit der Translation. Sie hängt aber außerdem ab von der Frequenz der Schwingung und von der speziellen Natur des sie emittierenden Elektronensystems, nämlich von der speziellen Koppelung und Konfiguration des Elektronensystems in bezug auf den umgebenden Äther. Denn verschiedene Wellenlängen einer und derselben Serie besitzen verschiedene Intensitäten und nahezu gleiche Wellenlängen verschiedener Serien eines und desselben Teilchens oder nahezu gleiche Wellenlängen verschiedener Atome können für dieselbe Translationsgeschwindigkeit ganz verschieden intensiv ausgestrahlt werden. Die von der Translation durch den Äther in der Materie angefachte Lichtemission ist demnach nicht bloß eine Funktion des Quadrates der Geschwindigkeit und der Wellenlänge, sondern auch eine Funktion gewisser spezifischer Konstanten, welche die Koppelung der Materie mit dem Äther definieren.

Sieht man ab von dem Doppler-Effekt, beobachtet man also normal zur Translation, so ergibt sich die Frequenz der durch die Translation erregten optischen Eigenschwingungen der Materie als abhängig von dem Quadrat der Translationsgeschwindigkeit; wächst diese, so wird die Frequenz der Eigenschwingungen etwas kleiner. Dieser Effekt ist ebenfalls eine Funktion des Quadrates der Translationsgeschwindigkeit und der Wellenlänge. Er ist von mir bis jetzt erst an der ersten Nebenserie des Wasserstoffs festgestellt worden. Bei Untersuchung anderer Serien und anderer Elemente wird sich sicher ergeben, daß auch dieser Effekt noch abhängig ist von gewissen spezifischen Konstanten, welche die Koppelung der Materie mit dem Äther definieren. Dies ist aus der Abhängigkeit des oben besprochenen Effektes von diesen Konstanten zu folgern.

Beide Effekte, derjenige der Lichtemission sowie derjenige der Änderung der Frequenz, sind Funktionen des Quadrates der Geschwindigkeit der Translation. Aus dem experimentellen Nachweis der beiden Effekte folgt mit Sicherheit die Tatsache, daß Materie und Äther gegeneinander eine Relativbewegung ausführen, wenn die Materie in Translation begriffen ist.

Aus dem Frequenz-Effekt ist weiter zu folgern, daß die quasielastischen Kräfte der optischen Eigenschwingungen der Materie infolge der Translation durch den Äther verkleinert werden. Es ist zu fragen, ob die quasielastischen Kräfte parallel der Translation

1) J. Stark, diese Zeitschrift **7**, 249, 1906.
2) J. Stark, Verh. d. D. Physik. Ges. **8**, 104, 1906.
3) J. Stark, diese Zeitschrift **7**, 251, 1906.

um den gleichen Betrag verkleinert werden wie die Kräfte normal zur Translation. Ich beobachtete, daß die Lichtschwingungen parallel der Translation etwas intensiver sind als die Schwingungen normal zur Translation. Ferner sprechen meine freilich unsicheren Beobachtungen über die Polarisation und Zerlegung der normal zur Translation emittierten Spektrallinien dafür, daß die Frequenz der Schwingungen parallel der Translation etwas mehr verkleinert wird als die Frequenz der Schwingungen normal zur Translation. Aus beiden Beobachtungen ist zu schließen, daß die quasielastischen Kräfte der Materie parallel der Translation (longitudinale Kräfte) mehr verkleinert werden als die quasielastischen Kräfte normal zur Translation (transversale Kräfte).

Es ist möglich, daß zwischen der Änderung der transversalen und longitudinalen Kräfte einerseits und der Anregung elektromagnetischer Eigenschwingungen infolge der Translation andererseits ein Zusammenhang vorhanden ist. Setzen wir voraus, daß im positiven Atomion negative Elektronen periodische Bewegungen ausführen, welche immanent und für die Konstitution des Atoms notwendig sind; diese periodisch bewegten Elektronen müssen dann in der Weise zu einem System gekoppelt sein, daß sie ihre Ausstrahlungen infolge ihrer Beschleunigungen gegenseitig kompensieren, solange das Atomion durch äußere Kräfte nicht deformiert ist und relativ zum Äther ruht. Wenn indessen das System der negativen Elektronen infolge der Translation durch den Äther deformiert ist, kann Ausstrahlung eintreten. Besitzen nämlich jene periodischen Bewegungen der Elektronen Komponenten parallel und normal zur Translationsrichtung, so sind ihre Elektronen bald den transversalen, bald den longitudinalen Kräften unterworfen; da beide Kräfte infolge der Translation verschieden groß sind, so geraten die Elektronen infolge der periodischen Änderung der quasielastischen Kräfte in Schwingungen parallel und normal zur Translationsrichtung. Werden die elastischen Kräfte, welche die Dimensionen eines festen Körpers bestimmen, analog den quasielastischen Kräften der Optik durch die Translation verändert, so sind die Dimensionen eines festen Körpers von der Geschwindigkeit seiner Translation durch den Äther abhängig und zwar wird die Dimension parallel der Translation um einen größeren Betrag verkleinert als die Dimensionen normal zur Translation. Der Effekt der Längenänderung fester Körper infolge der Translation durch den Äther ist eine Funktion des Verhältnisses $\frac{v^2}{c^2}$, wo v die Geschwindigkeit der Translation, c die Lichtgeschwindigkeit bezeichnet; er ist darum für die Geschwindigkeit der Translation der Erde nur sehr gering. Eine weitere Schwierigkeit für seinen Nachweis auf der Erde ergibt sich daraus, daß der Beobachter selbst an der Translation teilnimmt und darum selbst mitsamt seinen messenden Instrumenten dem deformierenden Einfluß der Translation unterworfen ist. Auch kann die Relativbewegung des Äthers gegen das untersuchte materielle Medium durch die Nähe der übrigen Erdmasse beeinflußt sein. Ob wir also imstande sein werden, den Effekt der Längenänderung infolge der Translation der Erde aufzufinden, ist fraglich. Jedenfalls aber haben wir bei derartigen Versuchen folgende Überlegungen zu berücksichtigen. Erstens hängt die Größe beider Effekte wahrscheinlich von der spezifischen Natur der untersuchten Materie ab. Zweitens können nur Differenzen eines jeden Effektes, nicht absolute Werte beobachtet werden. Es muß nämlich einmal der Longitudinaleffekt E_l mit dem Transversaleffekt E_t verglichen werden. Ferner muß der Effekt der Längenänderung an einem materiellen Körper K_1 mit demselben Effekt an einem zweiten K_2 verglichen werden. Die Beobachtung liefert also die Größe $E_{l1} - E_{t1} + E_{t2} - E_{l2}$. Wären die homologen Effekte der Größe nach für alle Arten von Materie gleich oder nur sehr wenig voneinander verschieden, so würden wir sie überhaupt nicht auffinden können, solange wir an der Translation der untersuchten Materie teilnehmen. Ist jene Voraussetzung dagegen, wie es mindestens wahrscheinlich ist, nicht richtig, so können wir vielleicht bei genügend genauer Beobachtungsmethode die Effekte auffinden, wenn ein Einfluß der übrigen Erdmasse auf die Relativbewegung von Äther und Materie nicht vorhanden ist. Wir haben beispielsweise die Längen eines Kupfer- und eines Glasstabes miteinander zu vergleichen, einmal, wenn die Stäbe parallel der Translationsrichtung der Erde und einmal, wenn sie normal zu ihr gestellt sind.

Die Reaktion zwischen Äther und bewegter Materie sei schließlich noch unter folgendem Gesichtspunkt betrachtet. Der Äther kann polarisiert werden und zwar elektrisch oder magnetisch. In meinen Versuchen an Kanalstrahlen und bei der Lichtemission der Atomionen infolge hoher mittlerer Temperatur in der Flamme oder im kondensierten elektrischen Funken erfolgt die Translation im unpolarisierten Äther. Bringt man die Flamme oder den elektrischen Funken in ein Magnetfeld, so erfolgt nunmehr die Translation und damit die Lichtemission im magnetisch polarisierten Äther. Es entsteht die Frage, ob infolge der Translation durch den magnetisch polarisierten Äther die Lichtschwingungen parallel und senkrecht

zur Polarisationsrichtung des Äthers zu verschiedener Intensität angeregt werden. N. Egoroff und N. Georgiewski[1]) haben beobachtet, daß im Magnetfeld für gewisse Linien die Schwingungen normal zu den magnetischen Kraftlinien intensiver sind als die Schwingungen parallel den Kraftlinien, wenn normal zu den Kraftlinien beobachtet wird. Bei den Kanalstrahlen in Wasserstoff habe ich gefunden, daß die Schwingungen parallel der Translationsrichtung etwas intensiver sind als die Schwingungen normal dazu. Man ist versucht, diese zwei Beobachtungen zu folgender Überlegung zu kombinieren. Wenn die Verschiedenheit der zwei Schwingungsrichtungen hinsichtlich der Intensität auch im Magnetfeld auf die Translation durch den Äther zurückzuführen ist, so muß der Äther infolge der magnetischen Polarisation selbst eine Geschwindigkeit (v_a) besitzen und zwar normal zu den magnetischen Kraftlinien. Ist nämlich normal zu den Kraftlinien die absolute Translationsgeschwindigkeit eines materiellen leuchtenden Teilchens v_m, so ist die relative Geschwindigkeit in bezug auf den Äther $v_m - v_a$. Die Intensität der durch die Translation erregten Schwingungen ist darum eine Funktion von $(v_m - v_a)^2$. Infolgedessen müssen für diejenigen Teilchen, welche normal zu den Kraftlinien eine Geschwindigkeit besitzen, die Schwingungen senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien in Summa etwas mehr Energie ausstrahlen als die Schwingungen parallel den Kraftlinien. Dieser Einfluß des Magnetfeldes muß an verschiedenartigen Atomionen in verschiedenem Maße zu beobachten sein. Er ist um so leichter zu konstatieren, je größer das Verhältnis $\left(\frac{v_a}{v_m}\right)^2$ ist, je kleiner also bei konstantem Magnetfeld die Geschwindigkeit v_m oder die mittlere Temperatur ist, bei welcher die Lichtemission der materiellen Teilchen eben wahrnehmbar ist. Der Effekt von Egoroff und Georgiewski ist also bei den Linien, welche schon bei relativ niedriger Temperatur intensiv erscheinen und darum leicht umkehrbar sind, in stärkerem Maße zu beobachten als bei Linien, die erst bei hoher Temperatur erscheinen und darum schwer umkehrbar sind.

Ob die vorstehende Erklärung des Versuchs von Egoroff und Georgiewski richtig ist, ob also und in welcher Richtung der Äther senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien strömt, läßt sich feststellen durch die Untersuchung der Lichtemission langsamer Kanalstrahlen (Alkaliionen) im Magnetfeld; es ist nämlich dann einerseits $\frac{v_a}{v_m}$ relativ groß, andererseits ist nur eine Translationsrichtung vorhanden.

Göttingen, März 1906.

(Eingegangen 15. April 1906.)

1) N. Egoroff und N. Georgiewski, C. R. **124**, 748—749, 949—951, 1897; **125**, 16—17, 1897.

Zur Kenntnis des Bandenspektrums.

Von J. Stark.

§ 1. Der Träger des Bandenspektrums der Elemente. — Ein elementares Gas besitzt im allgemeinen ein Linien- und ein Bandenspektrum. Das Licht, welches Kanalstrahlen in dem Gase zur Emission bringen, enthält beide Spektra. Indes zeigt sich eine Verschiebung der Linien gemäß dem Doppler-Effekt nur für das Linien-, nicht für das Bandenspektrum.[1]) Hieraus folgt, daß das Linien- und das Bandenspektrum eines elementaren Gases verschiedene Träger besitzen. Gemäß dem Doppler-Effekt an den Kanalstrahlen hat das Linienspektrum eines Elementes dessen positive Atomionen als Träger.

Das Bandenspektrum eines elementaren Gases hat nicht negative Ionen als Träger. Denn erstens sind in verdünnten Gasen die negativen Ionen zum größten Teil freie negative Elektronen und diese besitzen kein charakteristisches Spektrum. Zweitens besitzen die Träger des Bandenspektrums eines Elementes, wie im nächsten Paragraphen gezeigt ist, ebensowenig eine negative als eine positive Ladung.

Die Träger des Bandenspektrums eines Elementes sind auch nicht die neutralen Atome. Denn ein neutrales, nichtionisiertes Gas zeigt selbst bei den größten Schichtdicken nicht in Absorption das Bandenspektrum.

Die bis jetzt vorliegenden Erfahrungen über das Bandenspektrum eines Elementes lassen sich verstehen auf Grund folgender Hypothese.[2]) Der Träger des Bandenspektrums eines Elementes ist das in der Rückbildung zum neutralen Atom begriffene System positives Restatom—negatives Elektron. Die nach außen wirksame elektrische Ladung dieses Systems ist Null. Die Energie, welche im Bandenspektrum ausgestrahlt wird, stammt von der potentiellen Energie, welche bei der Reaktion zwischen positivem Restatom und negativem Elektron frei wird. Das System: positives Restatom—negatives Elektron durchläuft bei seiner Rückbildung zum neutralen Atom zeitlich nach-

1) J. Stark, diese Zeitschrift **6**, 892, 1905.
2) J. Stark, Ann. d. Phys. **14**, 525, 1904.

einander verschiedene Phasen; diesen verschiedenen Phasen der Reaktion entsprechen verschiedene Teile des Bandenspektrums. Sämtliche mögliche Phasen durchläuft die Reaktion und die sie begleitende Emission des Bandenspektrums dann, wenn ein freies Atomion mit einem freien Elektron zur Wiedervereinigung zusammentritt. Nur die letzten Phasen werden dann durchlaufen, wenn die Trennung zwischen dem positiven Restatom und einem negativen Elektron nicht vollständig war, sondern nur bis zu der mittleren Phase führte, mit welcher nach Aufhören der dissoziierenden Einwirkung von außen die Wiedervereinigung beginnt.

Chemische Verbindungen von Atomen vermögen ebenfalls ein Bandenspektrum zu emittieren. Der Ursprung der Bandenspektra von Verbindungen bedarf einer besonderen Untersuchung. Es sind zwei Fälle möglich. Erstens kann ein Bandenspektrum zur Emission kommen bei der Reaktion der elektrisch neutralen Komponente K_1 (Atom, Atomgruppe) mit der neutralen Komponente K_2. Zweitens kann analog wie bei Elementen ein Bandenspektrum emittiert werden, wenn das System positiv geladene Atomgruppe—negatives Elektron zu einer neutralen chemischen Verbindung (Atomgruppe) sich zurückbildet. In beiden Fällen besitzt der Träger des Bandenspektrums keine elektrische Ladung, ebenso stammt in beiden Fällen die Energie des Bandenspektrums aus der potentiellen Energie, welche bei der Reaktion zwischen den sich verbindenden Teilen frei wird. Für den zweiten Fall ist angenommen, daß in Gasen außer positiven Atomionen auch positiv geladene Atomgruppen als positive Ionen aufzutreten vermögen. Ob dies tatsächlich stattfindet und welche Art von Spektren diese positiv geladenen Atomgruppen emittieren, kann durch Untersuchung des Doppler-Effektes an den Kanalstrahlen in chemisch zusammengesetzten Gasen ermittelt werden. Denn in den Kanalstrahlen ist einerseits nicht die zersetzende hohe Temperatur des kondensierten elektrischen Funkens vorhanden, andererseits bedingt die Translation bei großer Geschwindigkeit eine Emission der optischen Eigenschwingungen der Ionen. Über die Lichtemission der Kanalstrahlen in chemisch zusammengesetzten Gasen ist im hiesigen physikalischen Institut eine Untersuchung bereits im Gange.

§ 2. Die Träger des Bandenspektrums im elektrischen Felde. — Über das Verhalten der Träger des Bandenspektrums im elektrischen Feld habe ich bereits früher einen Versuch[1]) mitgeteilt. Er besteht in folgendem. Aus der Bahn des Glimmstromes in Quecksilberdampf läßt man den zum Leuchten erregten Dampf mit großer Geschwindigkeit in ein Kondensationsgefäß strömen; den in dieses tretenden Strahl läßt man durch ein elektrisches Feld zwischen zwei Elektroden gehen. Dieses entfernt dann aus dem Strahl wohl die Träger des Linienspektrums, die positiven Atomionen, nicht aber die Träger des in seiner Gesamtfarbe grünlichen Bandenspektrums. Diese Träger besitzen also keine elektrische Ladung. Daß die Bewegung der Träger des grünlichen Bandenspektrums von dem elektrischen Felde nicht beeinflußt wird, geht auch aus folgendem Versuch hervor.

In einer möglichst gut evakuierten, von außen elektrisch angeheizten Röhre diene flüssiges Quecksilber als Anode und Kathode des Glimmstromes. Wie aus Figur 1 und 2 zu ersehen ist, sitzt dann unmittelbar auf der Kathodenoberfläche die erste Kathodenschicht,

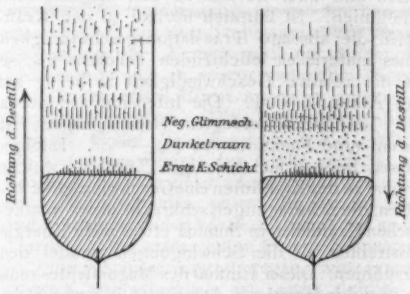


Fig. 1. Fig. 2.

auf diese folgt der dunkle Kathodenraum und auf diesen das negative Glimmlicht. In dieser hat intensive Ionisierung durch die Kathodenstrahlen statt und demgemäß auch eine reichliche Wiedervereinigung und damit Emission des grünlichen Bandenspektrums (punktiert) neben der Emission des Linienspektrums (gestrichelt). Während nun die Träger des Bandenspektrums die aufeinanderfolgenden Phasen der Wiedervereinigung durchlaufen, können sie durch die mechanische Strömung des Dampfes verschoben werden. Destilliert man nämlich durch Erhitzung von außen mit einem Bunsenbrenner Quecksilber von der Kathode fort, so erscheint der dunkle Kathodenraum rein von dem grünlichem Lichte (Fig. 1); destilliert man Quecksilber nach der Kathode, so füllt er sich mit dem grünlichen Lichte (Fig. 2). Nun ist im dunklen Kathodenraum das elektrische Feld stark; würden also die Träger des grünlichen Lichtes eine negative Ladung besitzen, so könnten sie nicht von der mechanischen Strömung in den Kathodenraum hineingetrieben werden.

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **14**, 529, 1904.

Daß auch bei Stickstoff und Wasserstoff die Träger des Bandenspektrums keine elektrische Ladung besitzen, ist aus folgenden Beobachtungen abzuleiten. In der ersten Kathodenschicht des Glimmstromes kommt neben dem Linienspektrum auch das Bandenspektrum des Stickstoffs und Wasserstoffs zur Emission; dies ergibt die spektroskopische und spektrographische Beobachtung. Würden nun die Träger des Bandenspektrums eine positive Ladung besitzen, so würden sie von dem starken elektrischen Felde in der ersten Kathodenschicht nach der Kathode zu beschleunigt werden; sie müßten zum teil durch die Kanäle der Kathode als Kanalstrahlen treten, und die von ihnen emittierten Bandenlinien müßten darum hinter der Kathode eine Verschiebung gemäß dem Doppler-Effekt zeigen. In Wirklichkeit zeigen aber die Bandenlinien hinter der Kathode den Doppler-Effekt nicht, sie sind also ruhenden Trägern zuzueignen, deren Emission erst hinter der Kathode durch die Kanalstrahlen (positiven Atomionen) angeregt wird. Eine positive Ladung können also die Träger des Bandenspektrums in der ersten Kathodenschicht nicht besitzen. Sie besitzen aber auch keine negative Ladung. Denn wäre dies der Fall, so müßten die Träger des Bandenspektrums aus der ersten Kathodenschicht heraus von der Kathode fort in den Dunkelraum getrieben werden. Es dürfte also einerseits der Dunkelraum nicht so lichtarm erscheinen, andererseits müßte an den Bandenlinien vor der Kathode eine Verschiebung gemäß dem Dopplerschen Prinzip auftreten. Beides ist indes nicht der Fall.

§ 3. Intensität der Emission einer Bandenlinie, Verbreiterung. — Zwischen dem Linien- und dem Bandenspektrum eines Elementes bestehen fundamentale Unterschiede, diese haben ihren Grund in der Verschiedenheit der Entstehung der zwei Arten von Spektren. Betrachten wir zunächst die einzelne Linie des Bandenspektrums im Vergleich mit der einzelnen Linie des Linienspektrums. Da die Linie des letzteren sogenannten „Serien" angehört, so sei sie „Serienlinie" genannt, jene „Bandenlinie".

Wie ich in einer früheren Mitteilung[1]) gezeigt habe, wird die Emission einer Serienlinie durch die Translation ihres zugehörigen Atomions angeregt; ihre Intensität wächst rasch mit dem Quadrat der Translationsgeschwindigkeit; die in ihr ausgestrahlte Energie kommt von der kinetischen Energie des bewegten Atomions; mit dieser kann also die Strahlungsintensität einer Serienlinie des einzelnen Trägers beliebig variiert und beliebig gesteigert werden.

Die Energie einer Bandenlinie ist ein Bruchteil der potentiellen Energie, welche beim Übergange zwischen zwei Phasen der Reaktion zwischen positivem Restatom und negativem Elektron frei wird. Wie diese Energiedifferenz zwischen den zwei Phasen P_1 und P_2 hat auch die Energie der Bandenlinie einen bestimmten Wert. Die Intensität einer Bandenlinie, gerechnet für den einzelnen Träger, ist darum keiner Variation fähig; die negativen Elektronen, welche im reagierenden System die Linie emittieren, haben nicht beliebig variable Amplituden, sondern Amplituden, welche durch die Reaktion vorgeschrieben sind.

Der vorstehende Unterschied gibt sich in der Art der Verbreiterung der Serien- und der Bandenlinien kund. Steigerung des Druckes und der Temperatur verbreitert im allgemeinen sowohl die Serien- wie die Bandenlinien. Hierbei nimmt bei der Serienlinie die Intensität in der Verbreiterung weniger schnell zu als die Intensität der unveränderten Wellenlänge; in dieser ist also ein Intensitätsmaximum vorhanden. Bei der Bandenlinie ist indessen die Zunahme der Intensität in der Verbreiterung nicht mit einer Zunahme der Intensität in der unveränderten Wellenlänge verbunden, der Intensitätsunterschied zwischen dieser und jener ist geringer als bei den Serienlinien. Ein Vergleich der Bandenlinien in Spektrogramm IV und V zeigt diese Art der Verbreiterung; Spektrogramm V gibt Stickstoffbanden bei höherem Druck und höherer Temperatur als Spektrogramm IV. Diese schon früher[1]) beobachtete Erscheinung, daß die Bandenlinien bei der Verbreiterung diffus werden, erklärt sich folgendermaßen. Es bezeichne e_δ die Strahlung in der Verbreiterung für n Träger, E die Gesamtstrahlung der n Träger für die betreffende Bandenlinie. Bei Steigerung des Druckes und der Temperatur wächst nun e_δ, E dagegen bleibt konstant; darum wächst auch das Verhältnis e_δ/E, d. h. der Anteil der „verschobenen" Strahlung an der Gesamtstrahlung wird größer, der Anteil der „unverschobenen" Strahlung wird kleiner. Bei den Serienlinien wächst sowohl e_δ als auch E mit steigender Temperatur.

Wie ich an anderer Stelle[2]) dargelegt habe, werden die Serienlinien infolge der Translation durch den Äther zur Emission gebracht und erfahren dabei proportional dem Quadrat der Translationsgeschwindigkeit eine Verschiebung nach Rot. Hieraus läßt sich die Verschiebung von Serienlinien erklären, welche eine Erhöhung des Druckes bez. der Temperatur bewirkt. Die Bandenlinien schöpfen ihre Energie nicht aus der Translation ihrer Träger, sie können darum

1) J. Stark, diese Zeitschrift **7**, 251, 1906.

1) J. Stark und R. Küch, diese Zeitschrift **6**, 438, 1905.

2) J. Stark, Verh. d. D. Physik. Ges. **8**, 104, 1906.

auch nicht durch eine Erhöhung des Druckes bez. der Temperatur verschoben werden. Dies ist tatsächlich der Fall.

§ 4. Intensitätsverteilung im Bandenspektrum. — Die verschiedenen Teile des Bandenspektrums entsprechen den verschiedenen Phasen der Reaktion zwischen dem positiven Restatom und dem negativen Elektron bei der Wiedervereinigung. Die Intensität der Wellenlängen, welche beim Passieren einer bestimmten Phase ausgestrahlt werden, ist für den einzelnen Träger nach dem Vorhergehenden eine konstante Größe und darum für die ganze Gasmasse proportional der Häufigkeit oder der Zahl (z) des Passierens der betreffenden Phase in der Zeiteinheit. Ist die beim Passieren einer Phase in der Wellenlänge (λ_i) ausgestrahlte Energie $p_1(\lambda_i)$, so ist bei verschwindender Absorption die Strahlungsintensität des Bandenspektrums für die Wellenlänge λ_i gleich $z_1 p_1(\lambda_i)$. Das Verhältnis zweier nicht zu der gleichen Phase gehörigen Wellenlängen ist gleich $\frac{z_1 \cdot p_1(\lambda_i)}{z_2 \cdot p_2(\lambda_k)}$ oder gleich $k_{12} \cdot \frac{z_1}{z_2}$, da die Größen p_1 und p_2 energetische Konstanten der chemischen Reaktion zwischen dem positiven Restatom und dem negativen Elektron sind. Eine Variation der Versuchsbedingungen ändert also nicht die Größe k_{12}, sondern das Verhältnis $\frac{z_1}{z_2}$. Die Intensitätsverteilung im Bandenspektrum kann also durch die Variation der Häufigkeiten der verschiedenen Phasen der Wiedervereinigung geändert werden; je häufiger eine Phase ist im Verhältnis zu den übrigen, desto intensiver erscheint der ihr entsprechende Teil des Bandenspektrums. Im folgenden sind Beobachtungen über die Änderung der Intensitätsverteilung im Bandenspektrum des Stickstoffs und des Wasserstoffs mitgeteilt.

Eine 10 cm lange, 0,8 cm weite Röhre aus Quarzglas von der Firma W. C. Heraeus war an ihren Enden so gebogen, wie es die Figur 3

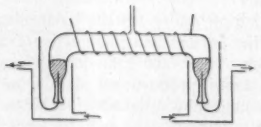


Fig. 3.

zeigt. Die Ansätze an den Enden waren mit Zinn gefüllt, zu diesem führten als Zuleitungen von außen Stahlstifte, die luftdicht eingekittet waren. Die Ansatzröhren tauchten bis zur Oberfläche des Zinns in Kühlgefäße, durch welche Wasser floß. Das Zinn diente dem Glimmstrom als Anode und Kathode; es wurde deswegen gewählt, weil es einen sehr niedrigen Dampfdruck besitzt. Um die Quarzglasröhre war eine Drahtspirale gelegt; diese konnte elektrisch bis auf Rotglut erhitzt werden. In die Röhre wurde Wasserstoff oder Stickstoff von 1—50 mm Druck gefüllt. Die Beobachtung des Bandenspektrums geschah an der positiven Lichtsäule mit Hilfe eines geradsichtigen Spektroskops von großer Dispersion. Bei niedriger Temperatur, also bei kleiner Stromstärke und ohne Erhitzung von außen, waren die Bandenlinien in Stickstoff und Wasserstoff scharf; bei Erhöhung der Temperatur auf Rotglut der Quarzröhre, sei es durch Erhöhung der Stromstärke, sei es durch Erhitzung mittels der Drahtspirale, wurden einerseits die Bandenlinien diffus, andererseits wurden die zuvor schwachen Linien fast bis zur Intensität der zuvor helleren Linien verstärkt. Durch diese zwei Arten der Änderung wurde sowohl das Bandenspektrum in Stickstoff wie in Wasserstoff einem kontinuierlichen Spektrum ähnlich. Speziell wurden in Stickstoff die von der Kante entfernten Linien einer Bande fast ebenso intensiv wie die Kanten selbst; außerdem wurden die roten und gelben Teile des Bandenspektrums intensiver als die blauen und violetten. Auch die Gesamtfarbe des Bandenspektrums von Stickstoff änderte sich hierbei und zwar von rötlich-blau in gelblich bis weiß.

Diese spektroskopischen Beobachtungen bestätigte ich durch die Spektrographie des Bandenspektrums von Wasserstoff (Fig. 4) und Stickstoff (Fig. 5). Spektrogramm I gibt neben dem Linienspektrum des Wasserstoffes und einigen Quecksilberlinien einen Teil des Vielinien- oder Bandenspektrums des Wasserstoffs bei etwa 0,5 mm Druck und mittlerer Stromstärke, Spektrogramm II gibt den gleichen Teil bei etwa 30 mm Druck und großer Stromstärke (0,03 Amp.). Wie man sieht, sind in dem zweiten Spektrogramm die Intensitätsunterschiede im Bandenspektrum kleiner als im Spektrogramm I. Bei noch größerem Druck und größerer Stromstärke (Rotglut der Quarzglasröhre) erschien das Bandenspektrum des Wasserstoffs nur mehr als kontinuierlicher Grund.

Spektrogramm III gibt einen Teil des Bandenspektrums von Stickstoff bei 0,5 mm Druck und mäßiger Stromstärke (0,01 Amp.) in einer weiten Glasröhre, Spektrogramm IV bei 20 mm Druck und großer Stromstärke (0,035 Amp.) in einer engen Glasröhre, Spektrogramm V bei 750 mm Druck in freier Luft bei 0,03 Amp. Stromstärke. Die mittlere Temperatur des leuchtenden Stickstoffs mochte bei III ungefähr 100°, bei IV ungefähr 600°, bei V

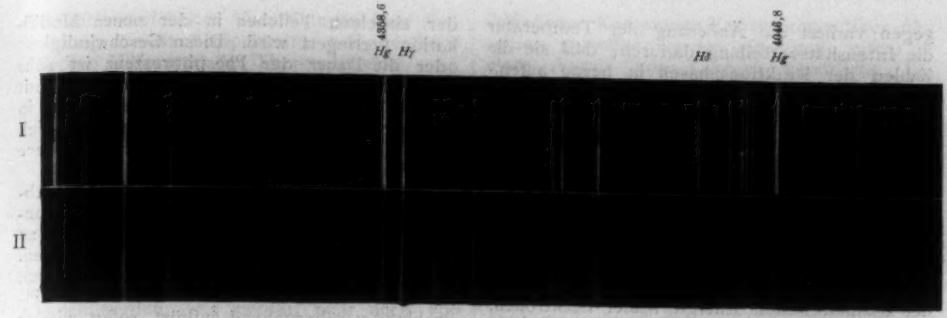


Fig. 4.

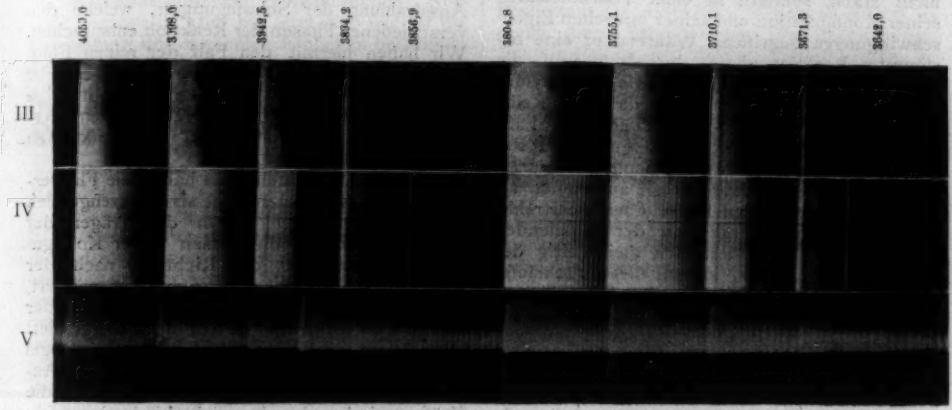


Fig. 5.

höher als 2000° sein. Spektrogramm V wurde dadurch erhalten, daß von dem Glimmstrom in freier Luft ein Bild auf den Spalt des Spektrographen projiziert wurde und zwar sowohl von seiner unmittelbar auf der Kathode sitzenden negativen Glimmschicht wie von seiner positiven Lichtsäule; der obere Teil des Spektrogramms V gibt darum das Spektrum der negativen Glimmschicht, der untere Teil das Spektrum der positiven Lichtsäule. In der negativen Glimmschicht war infolge der Abkühlung durch die Kathode, besonders in unmittelbarer Nähe derselben (oberster Teil des Spektrogramms), die Temperatur niedriger als in der positiven Lichtsäule. Demgemäß sind die Intensitätsunterschiede in deren Spektrum noch mehr ausgeglichen als in Spektrum der kälteren Teile der Glimmschicht.

Nach dem Vorstehenden macht also die Erhöhung der mittleren Temperatur eines im Bandenspektrum leuchtenden Gases die Bandenlinien diffus, gleicht die Intensitätsunterschiede der Linien innerhalb einer Bande und der Banden selbst aus und verwandelt so das Bandenspektrum schließlich in kontinuierliche Spektralbezirke; diese Veränderung des Bandenspektrums vollzieht sich natürlich bei verschiedenartigen Gasen entsprechend ihrer speziellen Natur verschieden schnell. Bei der hohen Temperatur des kondensierten elektrischen Funkens ist darum das charakteristische Bandenspektrum eines Gases nicht mehr wahrzunehmen; es hat sich in einen kontinuierlichen Grund verwandelt, auf welchem hell das Linienspektrum erscheint. In diesem Einfluß der Temperatur auf die spektrale Intensitätsverteilung tritt wieder der fundamentale Unterschied zwischen Banden- und Linienspektrum zutage. Wie ich gezeigt habe, wächst mit zunehmender translatorischer Energie (Temperatur) die Intensität aller Linien einer Serie, aber die Intensität der kürzeren Wellenlängen schneller als diejenige der langen[1]); im Bandenspektrum da-

1) J. Stark, diese Zeitschrift **7**, 251, 1906.

gegen variiert die Änderung der Temperatur die Intensitätsverteilung dadurch, daß sie die Zahlen der Reaktionsphasen in bezug aufeinander variiert.

§ 5. Chemische Absorption des Lichtes, Fluoreszenz. — Zum Schluß sei noch auf den Unterschied zwischen dem Linien- und dem Bandenspektrum hinsichtlich der Absorption verwiesen. Der Träger des Linienspektrums ist stabil und kann darum eine beliebig lange Reihe einfallender Wellen durch Resonanz in sich aufnehmen unter Steigerung seiner translatorischen Energie (thermische Absorption) und der oszillatorischen Energie seiner Elektronen. Der Träger des Bandenspektrums ist dagegen nicht stabil, sondern in einer Transformation seiner Konfiguration und seiner optischen Eigenschwingungen begriffen. Während er eine bestimmte Reaktionsphase durchläuft und die dieser entsprechenden Eigenschwingungen emittiert, kann er darum nur auf eine kurze Reihe einfallender Schwingungen resonieren. Falls hierbei die Phase der Reaktion durch die Resonanz nicht geändert wird, kann er hierbei nicht mehr eingestrahlte Energie aufnehmen als er in der betreffenden Phase eben ausstrahlt; nimmt er mehr Energie von der einfallenden Strahlung auf, so ändert sich gleichzeitig der Verlauf der Reaktion, indem diese rückläufig wird in der Richtung nach der Dissoziierung des strahlenden Systems. Die Absorption des Lichtes ist also im Bandenspektrum in gewissen Fällen eine sehr geringe und kann dann einen gewissen Sättigungswert[1]) nicht überschreiten; in anderen Fällen, wo sie beträchtlich ist, bedingt sie eine Änderung in dem Verlauf der Reaktion in den emittierenden Trägern, sie schafft potentielle Energie (chemische Absorption) und indem diese dann wieder im Bandenspektrum in anderen Phasen der Reaktion ausgestrahlt wird, transformiert die Absorption im Bandenspektrum das einfallende Licht in Licht anderer Wellenlänge. Hierbei sind zwei Fälle zu unterscheiden.

Erstens kann bei dieser chemischen Absorption des Lichtes vollständige Trennung des absorbierenden Systems in einzelne Komponenten eintreten oder es kann das System ohne Dissoziation in eine neue unter gewissen Bedingungen stabile Modifikation übergeführt werden. In diesem Falle dauert die Ausstrahlung längere Zeit nach Aufhören der Einstrahlung fort; wir haben den Fall der Phosphoreszenz; die Geschwindigkeit ihres Abklingens geht proportional der Geschwindigkeit, mit welcher die getrennten Komponenten aufeinander reagieren, oder mit welcher die Zahl der einzelnen Teilchen in der neuen Modifikation verringert wird. Diese Geschwindigkeit oder die Dauer der Phosphoreszenz ist sehr groß verglichen mit der Geschwindigkeit, mit welcher das einzelne Teilchen aus seinen in Nahewirkung getretenen Komponenten sich zurückbildet oder in die ursprüngliche stabilere Modifikation zurückkehrt.

Zweitens kann bei jener chemischen Absorption des Lichtes die Änderung der Konfiguration nicht bis zur Trennung oder bis zu einer neuen stabilen Modifikation fortschreiten. In diesem Falle kehrt das einzelne Teilchen, sowie an seinem Orte die deformierende Einstrahlung vorübergehend aufhört, sofort wieder in seine stabile Konfiguration zurück unter Ausstrahlung der Schwingungen, welche den verschiedenen Phasen der Reaktion entsprechen. Wir haben hiermit den Fall der reinen Fluoreszenz. Ihre Andauer nach Aufhören der Einstrahlung ist viel kleiner als diejenige der Phosphoreszenz, entsprechend den verschiedenen Geschwindigkeiten der Reaktionen in beiden Fällen.

Nach dem Vorstehenden haben die Fluoreszenzbanden eine andere Lage als die erzeugenden Absorptionsbanden. Indem der Träger der Fluoreszenzbanden die Phasen seiner Konfigurationsänderung in der Richtung nach der stabilen, schließlichen Konfiguration passiert, durchläuft seine gleichzeitige Emission einer Bande das Spektrum von Rot nach Ultraviolett oder in umgekehrter Richtung, in der Regel aber von Rot nach Ultraviolett, indem bei Annäherung an die stabile Konfiguration die Kräfte zwischen den ihre Teile bindenden Elektronen und damit deren Frequenzen zunehmen. In der Regel muß daher eine Fluoreszenzbande auf der roten Seite einer sie erzeugenden Absorptionsbande liegen.

Bei der thermischen Absorption besteht im stationären Zustand ein Gleichgewicht zwischen der eingestrahlten Energie und der thermischen Energie der absorbierenden Teilchen; bei der chemischen Absorption des Lichtes stellt sich ein Gleichgewicht her zwischen der eingestrahlten Energie, der Energie der Änderung des chemischen Zustandes und der thermischen Energie. Die Ausstrahlung setzt sich in jenem Falle ins Gleichgewicht mit der thermischen Energie, in diesem Falle mit der freiwerdenden Energie der Änderung des chemischen Zustandes und mit der thermischen Energie. Der zweite Fall ist komplizierter als der erste, ihn oder allgemein die Lichtemission im Bandenspektrum atomistisch-kinetisch auf Grund einer Statistik der Phasen einer speziellen chemischen Reaktion zu behandeln, bietet wenig Aussicht auf Erfolg. Zum Zweck experimenteller quantitativer Untersuchungen genügen vorderhand

1) Vergl. E. L. Nichols, Jahrb. d. Rad. u. El. **2**, 174, 1905.

die hier entwickelten Vorstellungen über den Ursprung des Bandenspektrums und die theoretischen Hilfsmittel der Thermodynamik.

Göttingen, April 1906.

(Eingegangen 15. April 1906.)

Elektrische Normale.

Von W. Jaeger.[1])

Unter elektrischen Normalen sollen hier nur diejenigen für Ohm, Ampere und Volt verstanden werden. Es werden zwar auch von anderen elektrischen Einheiten, wie denjenigen der Kapazität und der Selbstinduktion, Normale hergestellt, aber bis jetzt sind nur für die Herstellung der erwähnten Einheiten bestimmte Festsetzungen, die meist gesetzlicher Natur sind, getroffen worden. Diese Einheiten besitzen ja auch zunächst die hauptsächlichste Wichtigkeit; um eine möglichst sorgfältige Festlegung dieser Einheiten ist man schon lange bemüht und diese Bemühungen haben zugenommen in dem Maße, als die Elektrizität in dem wirtschaftlichen Leben der Völker eine immer größere Rolle spielt, ohne daß man sagen könnte, daß diese Bemühungen bis jetzt zu einem allseitig befriedigenden Abschluß geführt hätten. Solange aber bezüglich dieser elektrischen Einheiten noch offene Fragen vorhanden sind, die der Klärung und endgültigen Lösung bedürfen, können die daraus abgeleiteten Einheiten vorläufig unberücksichtigt bleiben.

Die drei elektromagnetischen Einheiten des Ohm, Ampere und Volt haben bereits eine gewisse Geschichte hinter sich, indem auf verschiedenen Kongressen Festsetzungen über dieselben getroffen worden sind und indem in einer Anzahl von Ländern gesetzliche Bestimmungen über ihre Herstellung, ihre Kontrolle und ihre Benutzung im Verkehr erlassen wurden. Diese Bestimmungen zeigen, wie bekannt z. T. erhebliche Abweichungen voneinander und zwar nicht nur in formaler Hinsicht, sondern auch von prinzipieller Bedeutung.

Näher hier auf dieselben einzugehen, würde zu weit führen[1]); statt dessen möchte ich die verschiedenen Gesichtspunkte näher beleuchten, welche bei der praktischen Festlegung solcher Einheiten maßgebend sein können und z. T. auch maßgebend gewesen sind. Dabei will ich mich möglichst einer Kritik bereits bestehender Bestimmungen enthalten. Vielleicht gelingt es, durch diese Betrachtungen der gegenseitigen Verständigung auf diesem Gebiet einen gewissen Dienst zu leisten.

Es sei mir gestattet, zunächst die mechanischen Grundmaße für Länge, Masse und Zeit zu einem Vergleich heranzuziehen, die eine ganz ähnliche Entwicklung durchgemacht haben, wie die elektrischen Einheiten, bei denen man aber bereits seit längerer Zeit zu einem festen Abschluß und zu einem allerseits als richtig anerkannten Verfahren angelangt ist. Durch diese Analogie wird manches bei den elektrischen Maßen dann leichter verständlich sein.

Die Zeiteinheit ist seit jeher auf die Umdrehungsgeschwindigkeit unseres Planeten gegründet. Später suchte man dann auch die Längeneinheit auf die Abmessung dieses Planeten zurückzuführen, in der Hoffnung, daß sich die Einheit dann jederzeit genügend genau reproduzieren lassen würde. Die dritte Einheit der Masse suchte man unter Zuhilfenahme des überall in großer Reinheit erhältlichen Wassers auf die Längeneinheit zurückzuführen.

Die drei vollkommen voneinander unabhängigen mechanischen Grundeinheiten, die nicht wie die elektrischen Einheiten des Ohm, Volt und Ampere durch ein Naturgesetz streng verbunden sind, würden dadurch auf zwei Einheiten reduziert worden sein.

Aber die Absicht, jederzeit reproduzierbare Maße für Länge und Masse zu schaffen, wurde schließlich in ganz anderer Weise verwirklicht, als ursprünglich geplant war. Man blieb zwar der ursprünglichen Definition der Grundmaße insofern treu, als man die Einheiten für Länge und Masse, so gut es irgend zu erreichen war, dieser Definition gemäß herstellte; dann aber die so erhaltenen Einheiten, die sogenannten Prototype, als die eigentlichen Urmaße erklärte, die unabhängig von ihrer ursprünglichen Defi-

1) Die vorliegende Mitteilung ist ein teilweiser Auszug einer für den internationalen Elektriker-Kongreß zu St. Louis im Jahre 1904 im Auftrage des Organisationskomitees des Kongresses verfaßten Artikels „Electrical Standards", der in den Transactions of the International Electrical Congress, St. Louis 1904, Vol. II, S. 331 ff., abgedruckt ist.

Da die hier behandelten Fragen jetzt zum Teil durch die internationale Konferenz in Charlottenburg (vgl. Verhandlungen der internationalen Konferenz über elektrische Maßeinheiten, abgehalten in der Physikalisch-technischen Reichsanstalt zu Charlottenburg vom 23. bis 25. Oktober 1905 (gedruckt in der Reichsdruckerei, Berlin 1906) und Ergebnisse dieser Verhandlungen, Elektrotechn. Zeitschrift 1906, S. 237) und den in London geplanten internationalen Kongreß akut geworden sind, die erwähnten „Transactions" aber fast unzugänglich sind, so erscheint ein Abdruck an dieser Stelle gerechtfertigt.

Inzwischen sind auch andere Mitteilungen erschienen, welche zum Teil ähnliche Fragen behandeln. Es sei hier hingewiesen auf: F. A. Wolff, „The so-called international electrical units". (Bulletin of the Bureau of Standards in Washington Nr. 1, 1904) und „Zur Frage der Legalisierung eines Normals der elektromotorischen Kraft, Mitteilung aus der Physikalisch-technischen Reichsanstalt zu Charlottenburg (Elektrotechnische Zeitschrift 1904, S. 669).

Auf der erwähnten internationalen Konferenz in Charlottenburg hat man sich über einige der Fragen vorläufig geeinigt, eine definitive Einigung steht aber noch aus.

1) Vgl. hierzu den in der Anmerkung S. 360 erwähnten Artikel von F. A. Wolff, worin die verschiedenen gesetzlichen Bestimmungen abgedruckt sind.

nition von nun an als die Basis aller Messungen zu gelten hatten. Dadurch entging man auch dem Übelstand, daß man bei jeder Kontrolle der Maße durch neue Messungen unter Umständen gezwungen worden wäre, die Urmaße entsprechend zu korrigieren, oder aber wenn man die Kontinuität der Messungen durch Beibehaltung der einmal gewählten Grundmaße hätte wahren wollen, dies mit dem Vorbehalt hätte tun müssen, daß diese Maße nicht ganz der Definition entsprechen. Ein ständiges internationales Bureau sorgt dafür, daß alle Länder, die sich der Konvention angeschlossen haben, mit genauen Kopien der in Sèvres bei Paris aufbewahrten Prototype des Meter und Kilogramm versehen sind. Die Bestimmung der genauen Beziehung zwischen Meter und Kilogramm blieb spätern Messungen vorbehalten; aber die Größe der Urmaße selbst sollte von diesen Messungen unberührt bleiben. Dadurch ist die Basis der mechanischen Maße so genau und zuverlässig geworden, wie es nach dem heutigen Stand der Wissenschaft möglich ist. Das gleiche kann man von den elektrischen Grundmaßen noch nicht behaupten, aber das Bestreben ist jetzt darauf gerichtet, auch diese so weit zu fördern, daß dies der Fall ist.

Immerhin beruht die Unveränderlichkeit der mechanischen Grundmaße zunächst auf der Annahme, daß die Prototype selbst unveränderlich sind. An und für sich aber ist die Möglichkeit einer Veränderung derselben durchaus nicht ausgeschlossen, sei es durch elastische Nachwirkung, Abnutzung oder Verletzung beim Gebrauch. Es ist zwar wohl jeder geneigt, die absolute Unveränderlichkeit der Prototype anzunehmen, da sie aus bestem und sehr wertvollem Material angefertigt sind, aber es ist dies doch nur eine Annahme. Das einzige wirkliche Kriterium, aus welchem man auf die Unveränderlichkeit, die doch erst zu beweisen ist, zu schließen imstande ist, bleibt die relative Übereinstimmung dieser Maße mit den nach ihnen gefertigten Kopien. Ein wirklich absolutes Maß, dessen Unveränderlichkeit feststeht, gibt es eben hier auch nicht, ebensowenig wie dies bei den elektrischen Maßen der Fall ist. Solange die Prototype mit den Kopien so weit in Übereinstimmung sind, daß die möglichen Beobachtungsfehler nicht überschritten werden, kann man, besonders wenn von Zeit zu Zeit neue Kopien hergestellt werden, aus dieser relativen Übereinstimmung den Schluß ziehen, daß die Urmaße und damit die Einheit unverändert geblieben sind. Was bei den mechanischen Maßen geschehen kann, wenn dies nicht mehr zutrifft, d. h. wenn sich relative größere Unterschiede zwischen dem Urmaß und den Kopien herausstellen, soll hier nicht weiter erörtert werden. Gerade die vorstehenden Betrachtungen spielen auch eine wesentliche Rolle bei den elektrischen Grundmaßen, zu welchen wir uns jetzt wenden wollen.

Als Hauptforderung muß auch bei den elektrischen Einheiten die Bedingung aufgestellt werden, daß die einmal gewählten Einheiten mit möglichster Sicherheit festgehalten werden; erst in zweiter Linie kann die Forderung in Betracht kommen, daß sie auch den theoretischen Werten so nahe als irgend möglich gleich gemacht werden. Der ersten Forderung könnte aber bei den elektrischen Maßen im Gegensatz zu den mechanischen in zweierlei Weise Genüge geschehen, einmal dadurch, daß man, wie es bei den mechanischen Einheiten geschehen ist, körperliche Prototype herstellt, oder aber dadurch, daß man empirische Definitionen aufstellt, welche eine sichere Reproduktion der elektrischen Einheiten jederzeit ermöglichen.

Der letztere Weg, der bei den mechanischen Einheiten nicht zu dem gewünschten Ziele geführt hat, scheint gerade bei den elektrischen Einheiten der vorteilhaftere zu sein. Aber beide Methoden laufen bei letzteren in gewissem Sinn nebeneinander her und ergänzen sich gegenseitig. Man muß sich nur darüber klar werden, in welcher Weise dies am besten und richtigsten zu geschehen hat, damit der Hauptforderung genügt wird.

Da die drei elektrischen Einheiten durch das Ohmsche Gesetz verbunden sind, welches streng erfüllt sein muß, so ist es offenbar logisch allein richtig, nur für zwei dieser Einheiten Festsetzungen zu treffen und die dritte aus diesen beiden anderen abzuleiten. Hierzu kommt, daß es wünschenswert erscheint, mit möglichst wenig Festsetzungen auszukommen. Es ist nicht nur überflüssig, auch für die dritte Einheit Bestimmungen zu treffen, sondern dies kann leicht direkt schädlich werden, wenn die drei Einheiten nicht streng harmonieren; denn in diesem Fall ergibt die Kombination je zweier Einheiten verschiedene Werte für die zu messenden Größen. Es müssen daher sehr gewichtige Gründe obwalten, wenn man trotz dieser Erwägungen für alle drei Einheiten Bestimmungen trifft. Da solche Gründe kaum geltend gemacht werden können, soll im folgenden als selbstverständlich angesehen werden, daß nur zwei Einheiten festgelegt werden.

Auch daß hier nur von empirischen Festsetzungen die Rede sein kann, erscheint wohl ohne weiteres einleuchtend; die absolute Definition der elektromagnetischen praktischen Einheiten, d. h. ihre Zurückführung auf die mechanischen Grundeinheiten (1 Ohm $= 10^9$ cm, $\sec^{-1}$ usw.) kann ebensowenig nützen, als die ursprünglich geplante Definition der Längen-

einheit durch den Erdquadranten. Die absolute Bestimmung der Urmaße ist so außerordentlich schwierig, zeitraubend und mit solchen Fehlern behaftet, daß große Unsicherheiten auf dem Gebiet der elektrischen Messungen herrschen würden, wenn man nicht empirische Festsetzungen zu Hilfe nehmen wollte.

Die absolute Definition soll nur für die Wahl der elektrischen Einheiten maßgebend sein. Diese müssen, soweit es möglich ist, den theoretischen Definitionen entsprechen, damit keine zu großen Korrektionen an den Messungen angebracht werden müssen, wenn man von dem elektrischen auf das mechanische Gebiet übergehen will. Die Ermittlung dieser Korrektionen kann in analoger Weise wie bei der Beziehung des Kilogramms zum Meter durch spätere Messungen geschehen, wenn die praktischen Einheiten dauernd sicher sind. Aber an Stelle der theoretischen Definitionen haben diese praktischen Festsetzungen zu treten. Es erscheint nicht überflüssig, dies hier ausdrücklich hervorzuheben, ebenso daß ein Zuviel von Festsetzungen leicht zu Mehrdeutigkeiten Anlaß geben kann. Die notwendige Folge davon sind Schwierigkeiten, wie sie nun bereits an manchen Stellen offen zutage getreten sind und die dringend der Abhilfe bedürfen.[1]) Ich will darauf aber hier nicht näher eingehen.

Es entsteht nun weiter die Frage, in welcher Weise empirische Festsetzungen getroffen werden sollen und für welche der drei elektromagnetischen Einheiten. Gerade hierüber herrscht zum Teil noch Meinungsverschiedenheit, die eine weitere Klärung der Frage erwünscht macht. Wie schon erwähnt, kann es sich bei den elektrischen Einheiten sowohl darum handeln, Prototype herzustellen, wie bei den mechanischen Einheiten, oder aber reproduzierbare Maße zu schaffen. Wenn der Hauptwert auf körperliche Einheiten gelegt wird, wie es von mancher Seite geschieht, so können hierfür nur die Einheiten für Widerstand und Spannung in Betracht kommen. Prinzipiell läßt sich gegen die Herstellung von Prototypen auch bei den elektrischen Maßen nichts einwenden. Man könnte in derselben Weise wie es bei den mechanischen Maßen geschehen ist und unter denselben Kautelen einen Normalwiderstand und ein Normalelement als internationales Prototyp der Widerstands- bezw. Spannungseinheit erklären. Dieser Weg ist auch, allerdings nicht international, schon öfter beschritten worden; ich erinnere nur an die wohlbekannte British Association Unit. (B. A. U.), die lange Zeit gute Dienste getan hat, sich aber schließlich doch nicht so bewährte, als man gehofft hatte. Im Laufe der Zeit stellten sich erhebliche Unterschiede zwischen dem Urmaß und den Kopien heraus, so daß die Einheit unsicher wurde. Auch heute sind die Prototype nicht aus allen gesetzlichen Bestimmungen verschwunden. Daß man im allgemeinen davon Abstand genommen hat, auf elektrischem Gebiet Prototype zu schaffen, dafür sind, wie mir scheint, nicht Gründe rein logischer Natur maßgebend, obwohl es ja eigentlich auch töricht wäre, den Vorteil der Reproduzierbarkeit der Maße aus der Hand zu geben, wenn die Reproduktion wirklich mit der gewünschten Genauigkeit zu erreichen ist. Doch spielt bei diesen Erwägungen wohl auch die teilweise Zerbrechlichkeit der betreffenden körperlichen Maße eine wesentliche Rolle, andererseits die Unsicherheit bezüglich der Konstanz dieser Maße. Über den letzteren Punkt kann erst eine längere Erfahrung Klarheit schaffen. Im folgenden seien daher nur die empirischen Festsetzungen berücksichtigt.

Bei diesen Festsetzungen ist man sich bekanntlich darüber einig, daß die Widerstandseinheit auf den Widerstand des Quecksilbers bei 0^0 zurückzuführen ist, daß ferner die Einheit der Stromstärke durch den elektrolytischen Vorgang beim Silbervoltameter definiert wird, daß für die Einheit der Spannung ein gut definiertes Normalelement zugrunde gelegt wird. Andere Festsetzungen, wie z. B. diejenige der Stromstärke durch eine Stromwage, diejenige der Spannung durch ein Voltmeter liefern keine genügend genau reproduzierbare Maße und können deshalb hier außer acht gelassen werden.

Obwohl die erwähnten empirischen Festsetzungen, wie sie in den verschiedenen Gesetzen getroffen sind, ziemlich eingehend zu sein scheinen, lassen sie doch, wie gleich gezeigt werden soll, zum Teil noch einen nicht unerheblichen Spielraum in der Handhabung der Bestimmungen. Es sei zunächst hier die Widerstandseinheit ins Auge gefaßt.

Die für die Widerstandseinheit getroffene Festsetzung erscheint auf den ersten Blick etwas kompliziert (Quecksilbersäule von 106,3 cm Länge und einer Masse von 14,4521 g bei 0^0), wird aber ohne weiteres dadurch verständlich, daß dies nur ein anderer präziserer Ausdruck dafür ist, daß das internationale Ohm gleich 1,063 Siemens-Einheiten sein soll (im Gegensatz zu dem legalen Ohm = 1,06 Siemens-Einheiten des Pariser Elektrikerkongresses). Die Siemenssche Quecksilbereinheit hatte sich schon lange bewährt und die Hoffnungen auf die vorzügliche Reproduzierbarkeit dieser Ein-

1) Bemerkenswert ist, daß man bei den Beschlüssen der Pariser Kongresse in den 80er Jahren des vorigen Jahrhunderts diesen Gesichtspunkten insofern Rechnung getragen hat, als das Volt aus Ohm und Ampere definiert wurde. (Spannung an den Enden eines Widerstandes von 1 Ohm, der von 1 Ampere durchflossen wird.)

heit sind in vollem Maße erfüllt, ja übertroffen worden. Die eben erwähnte Festsetzung der Masse des Quecksilbers ist bekanntlich gleichbedeutend damit, daß der Querschnitt der Säule 1 qmm betragen soll. Für die Wahl der Masse statt des Querschnitts war der Umstand maßgebend, daß die Ermittlung des Querschnitts durch Auswägung des Rohrinhalts mit Quecksilber erfolgen soll und zwar am besten derart, daß die zwischen den Enden des Rohres abgeschlossene Quecksilbermenge gewogen wird. Die Masse geht also direkt in die Berechnung des Widerstands ein und der Querschnitt des Rohres in mm würde aus der Masse des Quecksilbers unter Zuhilfenahme der Dichte desselben und der Beziehung zwischen Kilogramm und Meter zu berechnen sein. Um sich von diesen Konstanten, die im Laufe der Zeit durch Neubestimmung Veränderungen erfahren können, frei zu machen, ist die Masse des Quecksilbers selbst in die Bestimmungen aufgenommen worden, was prinzipiell zweifellos ganz korrekt ist. Durch diese Festsetzungen für die Widerstandseinheit, die jetzt allgemein anerkannt werden, sind aber für die praktische Herstellung der Einheit noch nicht alle Daten gegeben.

Bekanntlich kommt zu dem eigentlichen Widerstand des Quecksilberrohres noch der sogenannte Ausbreitungswiderstand hinzu, wenn der Meßstrom dem Rohr durch Endgefäße zugeführt wird, die auch die Potentialdrähte enthalten. Dieser Ausbreitungswiderstand beträgt bei den durchschnittlich gebräuchlichen Dimensionen der Quecksilbernormale etwa 1 Promille des Gesamtwiderstands. Über die Größe des für die Berechnung des Ausbreitungswiderstands anzuwendenden Faktors ist in den gesetzlichen Bestimmungen der verschiedenen Länder aber nichts enthalten, ebenso nichts über die Form der Endgefäße und die Art der Stromzuleitung.

Wenn man der Forderung genügen will, daß die praktischen Einheiten nach Möglichkeit den theoretischen Einheiten nahe kommen, so hat man wohl am richtigsten in der Weise zu verfahren, daß man dieselben Bedingungen einzuhalten sucht, wie bei denjenigen absoluten Messungen, welche den Festsetzungen zugrunde gelegt sind. Bei der Stromeinheit wird hierauf auch noch einmal zurückzukommen sein. Da aber bei den absoluten Messungen naturgemäß nur eine erheblich geringere Genauigkeit zu erreichen ist, als bei den empirischen Maßen, so bleibt bei den letzteren immerhin unter Umständen eine gewisse Freiheit in der Anwendung der Festsetzungen übrig, die man zum Teil durch sogenannte Ausführungsbestimmungen und Spezifikationen einzuschränken sucht. Bei der Widerstandseinheit fehlen indes solche nähere Vorschriften bis jetzt; die dadurch entstehende Unsicherheit ist allerdings nicht erheblich, da sie nur einige Hunderttausendstel erreichen kann. Doch ist demgegenüber darauf hinzuweisen, daß die Masse des Quecksilbers in der Definition des Ohm etwas genauer als auf ein Hunderttausendstel angegeben ist. Für den Ausbreitungsfaktor wird jetzt meist die Zahl 0,80 gewählt, welche nach der von Dorn gemachten Zusammenstellung die richtigste zu sein scheint. Doch kann diese Zahl vielleicht um mehrere Prozent falsch sein; sie gilt außerdem nur für die Ausbreitung in die Unendlichkeit unter der Voraussetzung, daß die Endflächen des Rohrs von Ebenen gebildet werden und daß die Kanten beim Übergang der Quecksilbersäule in die Endgefäße vollkommen scharf sind. Diese Bedingungen sind wohl nicht immer streng erfüllt, auch ist die Form der Endgefäße und die Art der Stromzuleitung wie der Ort der Potentialdrähte von Einfluß auf die Größe des Ausbreitungswiderstands. Die durch diese verschiedenen Faktoren hervorgerufene Unsicherheit ist auf einige Hunderttausendstel zu schätzen, während die für die Quecksilbermasse getroffene Festsetzung, wie erwähnt, genauer ist. Man hat deshalb versucht, den Ausbreitungswiderstand ganz zu umgehen, doch ist hierfür meines Wissens noch keine brauchbare Methode ausgearbeitet worden.

Eine weitere Schwierigkeit, wenn auch mehr formeller Natur, entsteht nun durch den Gebrauch, bezw. die Kopierung der Quecksilbereinheit. Denn erst durch die Kopierung wird diese Einheit gebrauchsfähig, da man sie ebenso wie das Meterprototyp niemals zu Messungen direkt benutzen wird, allein schon aus dem Grunde, weil ihre Benutzung recht unbequem ist. Es liegt auf der Hand, daß jedem noch so sorgfältig hergestellten und geometrisch (durch Kalibrierung, Längenmessung und Massenbestimmung) ausgemessenen Quecksilbernormal ein gewisser individueller Fehler anhaftet, der nach den bisherigen Erfahrungen bei genügender Sorgfalt einige Hunderttausendstel wohl nicht übersteigen wird; ein etwa ebenso großer individueller Fehler kommt jeder Neufüllung des Rohres mit Quecksilber zu. Eine so gute Übereinstimmung der verschiedenen Rohrfüllungen kann man aber nur erreichen, wenn die Rohre auf das sorgfältigste gereinigt und getrocknet werden und wenn die Füllung mit Quecksilber im Vakuum vorgenommen wird. Andererseits aber läßt sich die elektrische Vergleichung der Rohre untereinander und mit Drahtwiderständen, wenn sich die Rohre auf einer Temperatur von 0° befinden, mit einer Genauigkeit von einigen Millionteln ausführen, d. h. annähernd mit derselben Genauigkeit, welche im allgemeinen bei der Vergleichung von Drahtwiderständen untereinander zu er-

reichen ist. Daher ist die Genauigkeit, welche einem einzelnen Quecksilbernormal und einer einzelnen Füllung desselben zukommt, wesentlich geringer, als die Genauigkeit der elektrischen Messung selbst.

Um nun der oben aufgestellten Hauptforderung zu genügen, die einmal gewählte Einheit nach Möglichkeit unverändert festzuhalten, könnte man bei der Quecksilbereinheit in verschiedener Weise verfahren, ohne daß man von vornherein sagen könnte, welcher Weg der richtigste ist. Man könnte sich der Form des Prototyps dadurch anlehnen, daß man ein einziges Quecksilberrohr herstellt und mit Quecksilber gefüllt als Normal aufhebt. Die Unveränderlichkeit dieser Einheit müßte dann wie bei den mechanischen Maßen durch öftere Vergleichung mit den Kopien (Quecksilber- oder Drahtwiderständen) geprüft werden. Bei Verlust der Einheit oder bei auftretenden größeren Differenzen könnte sie auf einige Hunderttausendstel genau wieder hergestellt werden. Wegen der Zerbrechlichkeit des Quecksilbernormals wird es aber ratsamer sein, mehrere Rohre herzustellen; dadurch daß man dann den Mittelwert dieser Rohre und mehrere Füllungen derselben als Widerstandseinheit ansieht, verringert man den individuellen Fehler derselben, aber man gibt damit auch die körperliche Einheit auf. Dies hat immerhin gewisse formelle, vor allem wohl auch juristische Schwierigkeiten; doch müssen bei den elektrischen Einheiten solche Bedenken schon deshalb beiseite gesetzt werden, da ja z. B. für die Stromeinheit ein körperliches Maß nicht geschaffen werden kann. Nach den bisherigen Erfahrungen erscheint es jedenfalls vorteilhaft, in der oben angegebenen Weise zu verfahren. Sehr erfreulich und von großem Nutzen ist es, daß der Widerstandseinheit eine so vorzügliche Stütze durch die Manganinwiderstände erwachsen ist. Ohne diese für die Messung so bequemen und erfahrungsgemäß so konstanten Widerstände würde die weit getriebene Genauigkeit der Quecksilbereinheit gar nicht nutzbar gemacht werden können. Die Unveränderlichkeit der Quecksilbereinheit selbst, d. h. des eben erwähnten Mittelwertes, ist nur in der Weise zu kontrollieren, daß von Zeit zu Zeit neue Normalrohre hergestellt werden oder daß die Einheit mit den Kopien verglichen wird. Bei den hervorragenden Eigenschaften der Manganinwiderstände genügt dieser letztere Weg vollkommen: er würde nur dann durch den ersteren ersetzt werden müssen, wenn sich relative Veränderungen zwischen den verschiedenen Widerstandsnormalen (Quecksilber- und Manganinwiderständen) zeigen würden. In diesem Falle müßte man auf die Reproduzierbarkeit der Widerstandseinheit zurückgreifen, was ja bei den mechanischen Einheiten nicht in gleicher Weise möglich ist. Zurzeit aber ist man in der angenehmen Lage, dazu keine Veranlassung zu haben, da die Manganinwiderstände allein schon die Festhaltung der einmal gewählten Widerstandseinheit ermöglichen. Da über die Konstanz der Manganinwiderstände hinreichend Veröffentlichungen vorliegen, so braucht hier nicht näher darauf eingegangen zu werden. Wenn diese Widerstände sachgemäß hergestellt, vor allem „künstlich gealtert" sind, so kann ein Mittelwert mehrerer solcher Manganinwiderstände, wie die Erfahrung gezeigt hat, die Quecksilbereinheit auf lange Zeit ersetzen. Nebenbei sei noch an die für die Messungen vorteilhaften Eigenschaften der Manganinwiderstände erinnert, nämlich daran, daß der Temperaturkoeffizient ihres Widerstands sehr klein ist (durchschnittlich etwa 2 Hunderttausendstel pro Grad) und daß ebenso die Thermokraft des Manganins gegen Kupfer sehr gering ist: die Manganinwiderstände bilden auf diese Weise ein sehr wertvolles sekundäres Normal des Widerstands. Auch bei der Widerstandseinheit ist wie bei den mechanischen Einheiten allein die relative Unveränderlichkeit aller Widerstände ein Kriterium für die Konstanz der einmal hergestellen Einheit. Denn an und für sich darf man auch für die Quecksilbernormale nicht ohne weiteres deren Unveränderlichkeit annehmen; diese muß erst ebenso durch die Erfahrung bewiesen werden, wie bei den Drahtwiderständen. Dieser Beweis ergibt sich aus der relativen Unveränderlichkeit der Normalrohre; wenn nötig, kann er noch durch Neukonstruktion von Quecksilbernormalen unterstützt werden. Nach den bis jetzt vorliegenden Erfahrungen hat sich aber, soviel mir bekannt ist, noch keine Veränderung einer Quecksilbereinheit mit Sicherheit konstatieren lassen.

Wenn die Verhältnisse bei den Normalelementen ebenso günstig liegen würden, wie bei den Widerständen, so würde man wohl kaum im Zweifel sein, ob man diese so bequemen Maße als Einheit der elektromotorischen Kraft verwenden sollte. Indessen ist zurzeit bei den Normalelementen die Unsicherheit noch erheblich größer, wenn es auch den Anschein hat, als ob man neuerdings auch auf diesem Gebiet erheblich weiter kommen könnte. Vorläufig aber beträgt die Unsicherheit, welche durch die Übereinstimmung verschiedener Normalelemente untereinander und zu verschiedenen Zeiten gegeben ist, doch noch einige Zehntausendstel. Die Ursache davon ist in erster Linie in dem Verhalten des Merkurosulfats zu suchen, das bei verschiedener Herstellung Unterschiede in der elektromotorischen Kraft zeigt; doch sprechen wohl auch noch andere Faktoren mit. Das Normalelement ist

ein ziemlich kompliziertes chemisches System, das auch bei sorgfältigen und ins einzelne gehenden Ausführungsbestimmungen leicht Unterschiede zeigen kann. Wenn es auch gelingt, durch Verbesserung der Materialien, besonders des Merkurosulfats eine wesentlich größere Übereinstimmung zu erzielen, so kann man doch erst nach Verlauf einer längeren Zeit etwas Bestimmtes über die Konstanz dieser Elemente aussagen. Daß zurzeit hierbei nur Kadmiumsulfat-Elemente in Frage kommen können, ist wohl jetzt die allgemeine Ansicht, da diese Elemente dem Clarkschen in vielen Punkten überlegen sind und vor allem infolge des kleinen Temperaturkoeffizienten eine bequeme und genaue Messung ermöglichen. Andererseits ist darauf zu achten, daß es zwei Sorten von Kadmium-Elementen gibt, eine mit Überschuß von festem Kadmiumsulfathydrat und die andere, von der Weston-Co. ausgegebene, mit einer Kadmiumsulfatlösung, die etwa bei 4^0 C gesättigt ist. Man muß zugeben, daß es sehr wünschenswert wäre, in den Normalelementen ein ebenso bequemes Maß der elektromotorischen Kraft zu besitzen, wie in den Manganinwiderständen bezw. den Quecksilbernormalen für die Widerstandseinheit; doch wird man vorläufig wenigstens davon noch absehen müssen.

Darnach bleibt also zunächst nichts weiter übrig, als die Einheit der Stromstärke, die in bekannter Weise durch das Silbervoltameter festgelegt ist, als zweite Grundeinheit zu verwenden. Neben der eigentlichen Festsetzung, daß durch 1 Ampere in der Sekunde (1 Coulomb) aus einer neutralen Silbernitratlösung 1,118 mg Silber ausgeschieden werden, pflegen noch eingehende Ausführungsbestimmungen gegeben zu werden. Auch bei Anwendung des Silbervoltameters muß der Gesichtspunkt berücksichtigt werden, daß die Bedingungen in derselben Weise wie bei den absoluten Messungen gewählt werden, aus denen die obige Zahl abgeleitet ist. Es wäre deshalb z. B. wohl nicht zulässig, die Messungen mit dem Silbervoltameter im Vakuum auszuführen, wobei man Werte erhält, die von den in Luft ausgeführten Messungen um etwa 1 Promille abweichen. Selbst wenn diese Bedingung für die Erhaltung des richtigen Äquivalentgewichts des Silber gewählt werden muß, darf sie für den vorliegenden Zweck nicht angewendet werden, da dies auch bei den erwähnten absoluten Messungen nicht der Fall gewesen war. Die mit dem Silbervoltameter unter Einhaltung der besonderen Vorschriften zu erzielende Genauigkeit kann auf einige Zehntausendstel geschätzt werden. Es ist wohl zu erwarten, daß sie durch ein weiteres Studium des Silbervoltameters und durch Beseitigung einiger Fehlerquellen noch weiter gesteigert werden kann.

(Eingegangen 4. April 1906.)

Eine Notiz über Staubfiguren.

Von G. Angenheister.

Von einem Induktorium (50 cm Spulenlänge, 4 Akkumulatoren) führen zwei Drähte zu zwei Leydener Flaschen *A* und *B*, deren äußere Belegungen zur Erde abgeleitet sind. Von den inneren Belegungen der Leydener Flaschen gehen zwei Drähte zu einem Oszillator, der aus zwei Aluminium- oder Zinkhohlkugeln besteht. Unter den Oszillatorkugeln befindet sich eine mit Lykopodium bestäubte Glasplatte. Ist die Schlagweite des Oszillators etwa 2,5 cm und der Abstand der Platte vom Funken 1—2 cm, so bilden sich bei jeder Entladung elektrische Staubfiguren; unter der einen Kugel die positive, unter der andern die negative. Bei besonders heftigen Entladungen zeigt, dem oszillatorischen Charakter der Entladung entsprechend, die positive Figur in der Mitte eine kleine negative, und umgekehrt. Vergrößert man nun den Abstand zwischen der Funkenstrecke und der Platte auf etwa 4 cm, so bilden sich die elektrischen Figuren nicht mehr aus, dagegen bedeckt sich bei heftigen Entladungen die Platte mit einem System konfokaler Ellipsen. Diese bilden sich (im Gegensatz zu den elektrischen Staubfiguren) ebensogut auf Metall- wie auf Glasplatten. Es sind dies die schon von Schellbach und Böhm[1]) bei ähnlicher Anordnung erzeugten Staubfiguren, die durch die mechanische Wirkung des Funkens hervorgerufen werden. Die dort angegebene Erklärung, daß die Staubrippen lediglich durch die mitführende Wirkung der Verdichtungswelle, die vom Funken ausgeht, entstehen, ist wohl nicht ausreichend. Die scharfe, nach beiden Seiten hin gleichmäßig steile Ausbildung der Rippen spricht dagegen. Wahrscheinlich entstehen die Rippen durch die Wirkung hydro-

1) Wied. Ann. 7, 1, 1879.

Fig. 1.

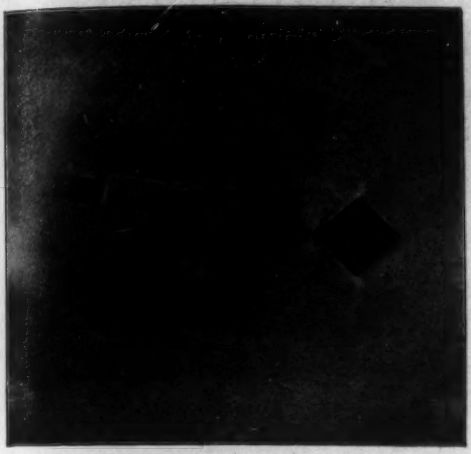


Fig. 2.

dynamischer Fernkräfte [1]) in Verbindung mit den von R. Cook [2]) abgeleiteten Reibungskräften, die von der innern Reibung des Mediums abhängen.

Für zwei ruhende Kugeln in einem strömenden Medium gilt: Liegt die Verbindungslinie der Mittelpunkte der Kugeln (Staubteilchen) senkrecht zur Stromrichtung (Richtung, in der die Funkenwelle fortschreitet), so ziehen sich die Kugeln an, liegt sie in der Stromrichtung, so stoßen sich die Kugeln ab; liegt sie geneigt zur Stromrichtung, so wirken Momente, die sie senkrecht zur Stromrichtung zu drehen streben. Die Rippen, die entstehen, müssen sich infolgedessen so bilden, daß sie stets senkrecht zur Stromrichtung stehen. Bringt man nun in die Strömung Hindernisse hinein, an denen die Strömung vorbeibiegen muß, sodaß die Strömungsrichtung dort parallel den Wänden der Hindernisse wird, so werden die Rippen — immer senkrecht zur Stromrichtung — auf den Wänden senkrecht stehen. Die Hindernisse waren kleine, auf der Glasplatte aufgekittete Glasprismen und -zylinder.

Wegen der einfachen Anordnung eignet sich das Experiment als Vorlesungsversuch.

1) W. König, Ber. d. Sächs. Ges. d. Wiss. Math. Cl. **42**. 46—54, 1890; Wied. Ann. **42**, 353, 1891, **43**, 549, 1891, 50, 639, 1893.

2) R. Cook, Phil. Mag. 471, 1902.

(Eingegangen 15. März 1906.)

Das leichteste Gas.

(Bemerkung zu der Arbeit von Hrn. A. Schmidt.)

Von Victor Fischer.

Unter dem Titel ist vor kurzem in dieser Zeitschrift eine Abhandlung von A. Schmidt erschienen. [1])

Herr Schmidt leitete in derselben zur Bestimmung des Molekulargewichtes des leichtesten Gases die Formel ab:

$$\mu = \frac{2 \cdot 1840^2}{273\,(608000^2 - 43000^2)}\,(T_2 - T_1) = \\ = 0{,}000000067434\,(T_2 - T_1).$$

Dabei erwähnt er aber eine auffallende Tatsache nicht, die ihm vielleicht entgangen sein mag. Es hat nämlich

$$0{,}000000067434 = 67{,}434 \cdot 10^{-9}$$

beinahe den gleichen Zahlwert wie die Gravitationskonstante; derselbe beträgt z. B. nach Poynting [2])

$$\gamma = 66{,}984 \cdot 10^{-9}.$$

Man könnte hier allerdings wieder einwenden, daß die Dimensionen verschieden sind, denn setze ich z. B. für die Dimension der Temperatur $[t^2 t^{-2}]$, so wird die Dimension des obigen Faktors $[t^{-2} t^2]$.

Ich möchte dieses Auftreten der Gravitationskonstanten in der Formel für das Molekulargewicht jenes Gases, das eine hervorragende Rolle bei der Hervorbringung der Gravitation spielen dürfte, trotzdem für keinen Zufall halten [3]), sondern ich möchte vielmehr meinen, daß die Zahl $1{,}5 \cdot 10^7$ bzw. ihr reziproker Wert eine universelle Konstante ist. Darauf deutet schon die Tatsache hin, daß sie außer in der Schmidtschen Formel noch im Gravitationsgesetz und im Verhältnis $\frac{e}{m}$ auftritt. Was dieses letztere betrifft, so möchte ich, um nachträglich einem Einwand des Herrn E. v. Schweidler [4]) zu begegnen, anführen, daß $\frac{e}{m}$ ja nur dadurch eine Dimension erhält, daß e und m verschiedene Dimensionen haben. Dies geschah jedoch durch eine allgemein als willkürlich anerkannte Festsetzung, indem man der Konstanten im Newtonschen und der im Coulombschen Gesetz verschiedene Dimensionen beilegte. Ich kann ja ebenso willkürlich, aber konsequenter dieser Konstanten in beiden Fällen die gleiche Dimension geben,

1) A. Schmidt, Das leichteste Gas. Diese Zeitschr. **7**, 97, 1906.

2) Poynting and Thomson, Properties of Matter, London 1903, S. 44.

3) Man vergleiche z. B. die Formel, die Bjerknes für die Anziehung pulsierender Kugeln in einer idealen Flüssigkeit ableitet. In derselben tritt das spezifische Gewicht der vermittelnden Flüssigkeit als Faktor auf. — Siehe Bjerknes, Hydrodynamische Fernkräfte, Leipzig 1900, Bd. I, S. 283.

4) Diese Zeitschrift **6**, 237, 1905.

dann erhält auch e und m die gleiche Dimension, und $\frac{e}{m}$ wird dimensionslos. Gebe ich e und m verschiedene Dimensionen, dann tritt noch ein Faktor hinzu, dessen Zahlwert sich mit der Wahl der Dimensionsformelsysteme ändert. Wir haben dann also ein Produkt aus zwei Faktoren, von denen der eine konstant, der andere veränderlich ist. Der konstante Faktor ist eben der von den Dimensionen unabhängige. Aus einer auffallenden Übereinstimmung schließe ich, wie ich in meinem Buche „Grundbegriffe und Grundgleichungen der mathematischen Naturwissenschaft“ [1]) näher ausgeführt habe, daß elektrische Ladung und Masse identische Rechnungsgrößen sind. Der Nachweis eines Weltraumgases als wesentlicher Träger der elektrischen Erscheinungen wäre eine weitere Bestätigung dafür.

1) Leipzig, J. A. Barth, 1906.

Darmstadt, am 22. März 1906.

(Eingegangen 24. März 1906.)

BESPRECHUNGEN.

Jahrbuch der Elektrochemie und angewandten physikalischen Chemie. Begründet v. W. Nernst u. W. Borchers. XI. Jahrgang. Berichte über die Fortschritte des Jahres 1904. Unter Mitwirkung von Fachgenossen herausgegeben von H. Danneel. gr. 8. XII u. 937 S. Halle a. S., Wilhelm Knapp. 1906. M. 28.—.

Das Jahrbuch der Elektrochemie hat sich im Laufe der Jahre seinen ständig wachsenden Leserkreis errungen, und es bedarf daher nur des einfachen Hinweises darauf, daß nunmehr der Bericht über das Jahr 1904 als stattlicher Band vorliegt. E. Bose.

J. Teichmüller, Die Erwärmung der elektrischen Leitungen. (Sammlung elektrotechnischer Vorträge v. E. Voit u. a. VII. Band. 1.—7. Heft.) Lex. 8. XII. 270 S. mit 52 Abbildungen. Stuttgart, F. Enke. 1905. M. 8,40, geb. M. 9,40.

Der Verfasser bespricht in sehr ausführlicher Weise die Arbeiten, die über obiges Thema vorliegen. Das Buch kann daher vorzüglich als Materialsammlung dienen. Durch größere Kürze hätte es gewonnen. E. Madelung.

(Eingegangen 22. Januar 1906.)

E. Nesper, Die drahtlose Telegraphie und ihr Einfluß auf den Wirtschaftsverkehr unter besonderer Berücksichtigung des Systems „Telefunken“. Mit einem Verzeichnis der Patente und Literaturangaben über drahtlose Telegraphie. 8. V u. 157 S. mit 29 Figuren. Berlin, Jul. Springer. 1905. M. 3.—.

Der Verfasser hat wohl hauptsächlich die Absicht, das Interesse für die drahtlose Telegraphie zu fördern, ohne tiefer auf die physikalischen oder technischen Einzelheiten einzugehen. Wir finden eine ausführliche Nebeneinanderstellung der gebräuchlichen Systeme mit Detailangaben über ihre Resultate, Absatzverhältnisse und Ausführungsformen. Besonders willkommen wird das Buch sein wegen eines vorzüglichen Patent- und Literaturverzeichnisses, das einer Reihe von Stichproben voll und ganz standhielt. E. Madelung.

(Eingegangen 22. Januar 1906.)

Berichtigung.

In meiner Arbeit: Zum Einfluß der totalen Sonnenfinsternis vom 30. August 1905 auf die erdmagnetischen Variationen (diese Zeitschr. 7, 242, 1906) ist durch ein Versehen bei der Berechnung der Skalenwerte der magnetischen Wage der Faktor ½ nicht angebracht worden, so daß der Skalenwert 0,6 bis 0γ,9 pro mm betrug, statt 1,2—1γ,8. Hierdurch wird der Wert eines Intervalles der Figur 3 5γ statt 10γ, und in der Figur 7 ist in der Arbeit der Maßstab der Vertikalintensität doppelt so groß, als wie bei den horizontalen Komponenten. Der Einfluß der Sonnenfinsternis auf die vertikale schwankt von 11γ,0 bis 1γ,0, also um 10γ,0 statt von 22,1 bis 2γ,1 und um 20γ,0.

Alles übrige, und vor allem die Ergebnisse bleiben hiervon unbeeinflußt. A. Nippoldt.

(Eingegangen 20. April 1906.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurden der Privatdozent der analytischen Chemie an der Technischen Hochschule in Wien Professor F. Ulzer zum a. o. Professor, der Hon.-Dozent an der Wiener Hochschule für Bodenkultur M. v. Schmidt auf Altenstadt zum a. o. Professor der analytischen Chemie, der Privatdozent an der Technischen Hochschule zu Hannover Dr. Rudolf Franke zum Vorstandsmitgliede der Aktiengesellschaft Mix & Genest, Telephon- und Telegraphenwerke, Berlin W.

Der Privatdozent für Meteorologie an der Universität Straßburg Dr. A. de Quervain hat einen Ruf an die Meteorologische Zentralanstalt in Zürich erhalten und angenommen.

In Meran starb der Privatdozent für Chemie an der Universität Berlin Professor Dr. Wilhelm Meyerhoffer, in Genf der Honorarprofessor der Mathematik an der dortigen Universität Gabriel Oltramare im 90. Lebensjahre.

Gesuche.

Promovierter Physiker,

der auf theoretischem Gebiet bereits **schriftstellerisch** tätig war, mit technischen Kenntnissen und Fertigkeiten (Masch.-Ing.-Diplom), erfahren im **Patentwesen**, mit Konstruktionstalent, **sucht** passende Beschäftigung. Off. sub. **E. J. 1824** erbet. an **Rudolf Mosse, Berlin S. 14.**

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.